

NATIONAAL LUCHT-EN RUIMTEVAARTLABORATORIUM

NATIONAL AEROSPACE LABORATORY NLR THE NETHERLANDS



MEMORANDUM AI-81-020

ENIGE THEORETISCHE EN EXPERIMENTELE RESULTATEN M.B.T.
HET PROBLEEM VAN DE SIMULATIE VAN DE NEUTRALE ATMOS-
FERISCHE GRENSLAAG IN EEN WINDTUNNEL

Distributie : Prof. S.F.A.H.P. Erdmann

AI

HH. C. Leijnse

E. Willemsen

B. Koren (2x)

Hoofdafdeling : Stroomingen

Opgesteld : B. Koren

Goedgekeurd : J. Mannée

Typ. : BK

Contractnummer :

NLR order - /codenummer : 21.705

Afgesloten : okt. 1981

Classificatie : -



Voorwoord

Een onderdeel van de studie voor vliegtuigbouwkundig ingenieur aan de Technische Hogeschool Delft is het verrichten van praktisch werk gedurende een aaneengesloten periode van acht weken in een luchtvaartbedrijf of -laboratorium in Nederland.

In het kader van bovengenoemde studie heb ik van 13 juli 1981 tot en met 4 september 1981 gewerkt bij de afdeling Incompressibele Aerodynamica van de Amsterdamse vestiging van het Nationaal Lucht- en Ruimtevaartlaboratorium.

Bedanken en gelukwensen wil ik bij deze alle mensen van de Amsterdamse afdeling Incompressibele Aerodynamica met de door hen in hun afdeling gerealiseerde, m.i. zeer goede werksfeer. Persoonlijk wil ik bij deze bedanken meneer Beukering voor zijn vriendelijkheid en gastvrijheid en ir. Eddy Willemsen voor zijn rustgevende en toch motiverende begeleiding.

Delft, september 1981.

Barry Koren.



Samenvatting

De aard van dit memorandum is gemengd theoretisch, experimenteel. In dit memorandum wordt om te beginnen enige aandacht geschonken aan achtereenvolgens turbulentie, turbulente grenslaagstromingen en atmosferische wind (hoofdstuk 2).

Enige aandacht wordt ook geschonken aan de simulatie van de neutrale atmosferische grenslaag in een windtunnel (hoofdstuk 3). Voorts worden enige experimentele resultaten m.b.t. de simulatie van de neutrale atmosferische grenslaag gepresenteerd tezamen met hun uitwerking en bespreking (hoofdstuk 5, 6 en 7).

Als belangrijke conclusie uit alle meetresultaten kan reeds worden vermeld dat in de meeste onderzochte gevallen de toegepaste oppervlakteruwheden te groot zijn om een vergelijking tussen de windtunnelmetingen en bestaande atmosferische gegevens mogelijk te maken.

De essentie van de tijdens deze stage te vervullen opdracht was het op de juiste wijze verkrijgen van belangrijke reken-grootheden zoals de ruweidslengte en de schaalfactor uit meetresultaten.

Zowel voor de bepaling van de ruweidslengte als de schaalfactor wordt in dit memorandum een rekenmethode uiteengezet (hoofdstuk 4).



<u>Inhoud</u>	<u>blz.</u>
Notaties	V
1. Inleiding	1
2. Het theoretische model van de neutrale atmosferische grenslaag	2
2.1. Enige algemene, inleidende opmerkingen over turbulentie	2
2.2. Enige algemene opmerkingen over onsamendrukbare turbulente grenslaagstromingen langs een vlakke vaste wand	9
2.3. De atmosferische wind	14
3. Simulatie van de neutrale atmosferische grenslaag in een windtunnel	20
4. Overzicht van enige rekenmethoden m.b.t. het verloop van de gemiddelde snelheid met de hoogte	24
4.1. Nadere beschouwing van de logaritmische wandwet voor volledig ruwe wanden	24
4.2. Nadere beschouwing van de machtwet	36
4.3. Bepaling van de schaalfactor	38
5. Uitwerking van de metingen	41
6. Bespreking van de meetresultaten	46
7. Conclusies	52
8. Suggesties voor verder onderzoek	53
9. Literatuur	54



	<u>blz.</u>
Tabellen	56
Figuren	70



Notaties

symbolen

a_c	Coriolis-versnelling
d	nulpuntsverschuiving
f	Coriolis-parameter
g	versnelling zwaartekracht
h	gemiddelde hoogte oppervlakteruwheden
H	hoogte windtunnelmeetplaats
K	von Kármán constante
p	statische druk
Re_{z_0}	ruwheidsgetal van Reynolds
t	tijd
T	statische temperatuur
$u=u_1$	snelheid in x-richting
u_τ	schuifspanningssnelheid
U	snelheid buitenstroming in x-richting
$v=u_2$	snelheid in y-richting
V	snelheid buitenstroming in y-richting
V'	karacteristieke snelheidsfluctuatie
$w=u_3$	snelheid in z-richting
$x=x_1$	coördinaat, in windtunnel: coördinaat in langsrichting windtunnelmeetplaats; positief in stromingsrichting
$y=x_2$	coördinaat, in windtunnel: coördinaat in dwarsrichting windtunnelmeetplaats; positieve richting niet gedefinieerd
$z=x_3$	coördinaat, in windtunnel: coördinaat in verticale richting windtunnelmeetplaats; positief omhoog
z_0	ruwheidslengte
α	macht in machtwet (2.3.10)
$\frac{1}{\alpha}$	macht in machtwet (4.2.1)
β	uitzettingscoëfficiënt
δ	grenslaagdikte
δ_{ij}	Kronecker-delta
δ_{\log}	hoogte bovengrens "constant-stress layer" boven aardoppervlak of windtunnelvloer.



Δ	verandering
ν	kinematische viscositeit
ρ	dichtheid medium
τ	tijdschaal grenslaagstroming
ϕ	geografische breedtegraad
χ	schaalfactor
ω	hoeksnelheid aarde om poolas

indices

atm	atmosfeer
g	gradiënthoogte en hoogten daarboven
max	maximum
ref	referentie
t	turbulent
wt	windtunnel



1. Inleiding

De laatste jaren is het gedrag van de atmosferische wind in de onderste lagen van de atmosfeer van steeds groter belang geworden voor de ontwerpeisen van een breed spectrum van technische ontwerpen. De ontwerpeisen voor hoge gebouwen zijn hiervan een sprekend voorbeeld. Bij het ontwerpen van een hoog gebouw is het nodig om reeds in een vroeg stadium van het ontwerp de grootte van de windbelastingen te kennen die kunnen worden verwacht gedurende de levensduur van het gebouw. Om de hiertoe benodigde gegevens te verkrijgen is een binnen de gewenste nauwkeurigheid zo realistisch mogelijk theoretisch model van de atmosferische grenslaag vereist dat kan worden gebruikt voor

- de eerste ontwerpberoeeningen en/of
- een simulatie van de atmosferische grenslaag in een windtunnel.

Deze twee mogelijke gebruiksdoelen van het theoretische model van de atmosferische grenslaag gelden niet alleen voor hoge gebouwen maar gelden in principe voor alle technische ontwerpen. In het geval van technische ontwerpen met een eenvoudige uitwendige vorm in een niet al te zeer gestoorde aanstroming is het denkbaar dat het theoretische model van de atmosferische grenslaag slechts voor het eerstgenoemde doel hoeft te worden gebruikt. In het geval van technische ontwerpen met een ingewikkelde uitwendige vorm in een al dan niet ernstig gestoorde aanstroming zal het theoretische model veelal slechts voor het laatstgenoemde doel kunnen worden gebruikt.

Dit laatste komt in de praktijk het meeste voor. Besproken wordt daarom niet alleen het theoretische model van de atmosferische grenslaag maar ook het probleem van de simulatie van de atmosferische grenslaag in een windtunnel.



2. Het theoretische model van de neutrale atmosferische grenslaag

2.1. Enige algemene, inleidende opmerkingen over turbulentie

Bekend is dat de atmosferische wind zoals die op het aardoppervlak wordt ervaren in het algemeen onregelmatig van karakter is. Een onregelmatige stroming als deze wordt turbulent genoemd indien aan de volgende voorwaarden wordt voldaan.

- De stroming is niet-rotatievrij en drie-dimensionaal.

De onregelmatige snelheidsfluctuaties die zo karakteristiek zijn voor turbulentie zouden zich niet kunnen handhaven indien ze twee-dimensionaal zouden zijn. Dit omdat een belangrijk mechanisme dat wervels in stand houdt, het z.g. wervelstrekkingmechanisme, afwezig is in twee-dimensionale stromingen. Atmosferische stromingen zoals cyclonen zijn twee-dimensionaal en derhalve niet turbulent.

- Er treedt een grote mate van diffusie op.

Indien een stroming onregelmatig van karakter is maar geen spreiding vertoont van snelheidsfluctuaties door het omgevende medium dan is deze niet turbulent.

- Er treedt een voortdurende visceuze dissipatie van kinetische energie op. Turbulente stromingen hebben dus een voortdurende toevoer van energie nodig willen zij blijven voortbestaan. Onregelmatige bewegingen zoals onregelmatige geluidsgolven hebben verwaarloosbaar kleine visceuze verliezen en zijn derhalve niet turbulent.

Indien een onregelmatige stroming aan deze voorwaarden voldoet kan de voor turbulente stromingen bestaande kennis worden aangewend.

Omdat in een turbulente stroming onregelmatige snelheidsfluctuaties optreden is het (nog) niet mogelijk om turbulente stromingen op deterministische wijze te behandelen. Turbulentie moet derhalve op statistische wijze worden behandeld.



Het is mogelijk om in de wanorde van een turbulente stroming een zekere regelmaat te ontdekken door de stroming te splitsen in een over de tijd gemiddelde stroming en een daarop gesuperponeerde fluctuerende stroming. Men noemt dit wel de Reynolds-decompositie.

Het gebruik van tijdsgemiddelden correspondeert met de typische laboratorium-condities waarbij metingen op vaste plaatsen in een stochastisch stationair, maar veelal ongelijkmatig stromingsveld worden verricht.

Wil het toepassen van tijdsgemiddelden zin hebben dan moeten deze onafhankelijk van de tijd zijn. M.a.w. de gemiddelde stroming moet zuiver of quasi-stationair zijn.

In het geval van een drie-dimensionale onsamendrukbare stroming met een eventuele ongelijkmatige temperatuurverdeling wordt de stroming als volgt gesplitst

$$\left. \begin{aligned} u_i(x_1, x_2, x_3, t) &= \bar{u}_i(x_1, x_2, x_3) + u'_i(x_1, x_2, x_3, t) ; i=1, 2, 3 \\ p(x_1, x_2, x_3, t) &= \bar{p}(x_1, x_2, x_3) + p'(x_1, x_2, x_3, t) \\ T(x_1, x_2, x_3, t) &= \bar{T}(x_1, x_2, x_3) + T'(x_1, x_2, x_3, t) \end{aligned} \right\} (2.1.1)$$

De grootheden met een accent duiden de fluctuaties aan. De overgestreepte grootheden zijn gemiddelden over de tijd, gedefinieerd door

$$\bar{f}(x_1, x_2, x_3) = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} f(x_1, x_2, x_3, t) dt \quad (2.1.2)$$

In het vervolg zullen de gemiddelden over de tijd soms kortweg gemiddelden worden genoemd. Veelal zal in het vervolg zelfs het woord gemiddeld nog achterwege worden gelaten.

Als een gemiddelde als (2.1.2) voor een quasi-stationaire, periodieke gemiddelde stroming wordt gedefinieerd, moet Δt klein worden gekozen t.o.v. de periode van de gemiddelde stroming, doch lang t.o.v. de periode van de fluctuerende stroming.



Uit definitie (2.1.2) volgt

$$\overline{f'} = 0 \quad (2.1.3)$$

Gemiddelden van produkten worden als volgt berekend

$$\overline{fg} = \overline{(\bar{f} + f')(\bar{g} + g')} = \bar{f}\bar{g} + \overline{f'g'} = \bar{f}\bar{g} + \overline{f'g'} \quad (2.1.4)$$

Termen bestaande uit een produkt van een gemiddelde en een fluctuerende grootheid verdwijnen indien ze worden gemiddeld over de tijd omdat de gemiddelde grootheid louter een constante is m.b.t. de middeling en omdat het gemiddelde van een fluctuerende grootheid gelijk is aan nul.

Indien $\overline{f'g'} \neq 0$ dan heten f' en g' gecorreleerd; indien $\overline{f'g'} = 0$ dan heten f' en g' ongecorreleerd.

Grootheden $\sqrt{u_i'^2}$ worden wel turbulenties genoemd en zijn een absolute maat voor de verdeling van de groote van de snelheidsfluctuaties. Een veel gebruikte relatieve maat voor de turbulentieverdeling zijn de turbulentie-intensiteiten $\frac{\sqrt{u_i'^2}}{\bar{u}_1}$ waarbij \bar{u}_1 de gemiddelde snelheid van de aanstroming is.

Voor drie-dimensionale onsamendrukbare stromingen met een eventueel optredende horizontale temperatuurgradiënt levert toepassing van de Reynolds-decompositie en de benadering van Boussinesq op de continuïteitsvergelijking en de vergelijkingen van Navier-Stokes na middeling over de tijd

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad ; \quad i=1,2,3 \quad (2.1.5)$$

en

$$\bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ -\frac{\bar{p}}{\rho} \delta_{ij} + \nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} + g_i \beta (\bar{T} - T_{ref}) \quad ;$$

$$i, j = 1, 2, 3 \quad (2.1.6)$$



In vergelijking (2.1.6) representeert de laatste term van het rechter lid de op- of neerwaartse kracht t.g.v. een over de tijd gemiddelde horizontale temperatuurgradiënt. In deze term is g_i de component van de versnelling van de zwaartekracht langs de x_i -as, β de uitzettingscoëfficiënt van het medium en T_{ref} een niet-fluctuerende referentietemperatuur.

Gebruikmakend van het feit dat $\frac{\partial \overline{u_j'}}{\partial x_j} = 0$ kan geschreven worden *continuïteitswet geldt ook voor turbulente beweging.*

$$\overline{u_j' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i' u_j'}) ; i, j = 1, 2, 3 \quad (2.1.7)$$

Indien u_i' en u_j' gecorreleerd zijn treedt er geen turbulent impulstransport op. In turbulente stromingen geldt echter altijd $\overline{u_i' u_j'} \neq 0$.

Substitutie van (2.1.7) in (2.1.6) levert

$$\overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ -\frac{\overline{p}}{\rho} \delta_{ij} + \nu \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \overline{u_i' u_j'} \right\} + g_i \beta (\overline{T} - T_{ref}) ;$$

$$i, j = 1, 2, 3 \quad (2.1.8)$$

De termen $-\overline{u_i' u_j'}$ vormen na vermenigvuldiging met ρ de z.g. turbulente of Reynolds-spanningstensor.

De diagonaaltermen van de turbulente spanningstensor zijn normaalspanningen. In de meeste stromingen dragen de turbulente normaalspanningen slechts in geringe mate bij tot het impulstransport.

De niet-diagonaaltermen van de turbulente spanningstensor zijn schuifspanningen. De turbulente schuifspanningen spelen een dominante rol bij het gemiddelde impulstransport t.g.v. turbulentie.

Met uitzondering van de allernaaste omgeving van gladde oppervlakken is in alle turbulente stromingen de visceuze bijdrage aan de "spanningstensor"

$$-\frac{\overline{p}}{\rho} \delta_{ij} + \nu \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \overline{u_i' u_j'} ; i, j = 1, 2, 3 \quad (2.1.9)$$



verwaarloosbaar klein t.o.v. de statische en de turbulente bijdrage. Dit kan worden aangetoond m.b.v. een dimensie-analyse.

Het verwaarloosbaar klein zijn van de visceuze spanningen t.o.v. de statische druk en de turbulente spanningen in het grootste gedeelte van de stroming rechtvaardigt het niet in rekening brengen van fluctuaties van de kinematische viscositeit ν t.g.v. temperatuurfluctuaties. In het hierna volgende zullen de fluctuaties van de kinematische viscositeit t.g.v. temperatuurfluctuaties steeds worden verwaarloosd.

De in de studie van de dynamica van turbulentie zo belangrijke laatste op blz.2 genoemde voorwaarde zal nu nog iets nader worden toegelicht. Afgeleid wordt hiertoe de vergelijking voor de kinetische energie van de gemiddelde stroming en de vergelijking voor de kinetische energie van de turbulente stroming.

De vergelijking voor de kinetische energie van de gemiddelde stroming wordt verkregen door (2.1.8) te vermenigvuldigen met \bar{u}_i

$$\begin{aligned} \bar{u}_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\frac{1}{2} \bar{u}_i \bar{u}_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ -\frac{\bar{p}}{\rho} \delta_{ij} + \nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u'_i u'_j} \right\} \bar{u}_i + \\ &+ g_i \beta (\bar{T} - T_{ref}) \bar{u}_i \quad ; i, j = 1, 2, 3 \iff \\ \iff \bar{u}_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\frac{1}{2} \bar{u}_i \bar{u}_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ -\frac{\bar{p}}{\rho} \delta_{ij} \bar{u}_i + \nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \bar{u}_i - \overline{u'_i u'_j} \bar{u}_i \right\} + \\ &- \left\{ -\frac{\bar{p}}{\rho} \delta_{ij} + \nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u'_i u'_j} \right\} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \\ &+ g_i \beta (\bar{T} - T_{ref}) \bar{u}_i \quad ; i, j = 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (2.1.10)$$

Omdat de tensor (2.1.9) een symmetrische tensor is, is de tweede term van het rechter lid van (2.1.10) gelijk aan het produkt van (2.1.9) en het symmetrische gedeelte van de tensor $\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$. (2.1.10) kan dus nog als volgt worden herschreven



$$\begin{aligned} \bar{u}_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\frac{1}{2} \bar{u}_i \bar{u}_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ -\frac{\bar{p}}{\rho} \delta_{ij} \bar{u}_i + v \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \bar{u}_i - \overline{u_i' u_j' u_i} \right\} + \\ &\quad - \left\{ -\frac{\bar{p}}{\rho} \delta_{ij} + v \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \overline{u_i' u_j'} \right\} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + \\ &\quad + g_i \beta (\bar{T} - T_{ref}) \bar{u}_i ; \quad i, j = 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (2.1.11)$$

- Het linker lid van (2.1.11) representeert het convectieve transport van kinetische energie van de gemiddelde stroming.
- De eerste term uit het rechter lid van (2.1.11) representeert het transport van kinetische energie van de gemiddelde stroming door de "spanningstensor" (2.1.9). = "arbeid verricht door spanningstensor"
- De tweede term uit het rechter lid van (2.1.11) representeert de vervormingsarbeid.
- De derde term tenslotte representeert de arbeid welke verricht wordt door op- of neerwaartse krachten t.g.v. een over de tijd gemiddelde horizontale temperatuurgradiënt.

In een onsamendrukbare stroming geldt

$$\delta_{ij} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) = 0 ; \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (2.1.12)$$

en wordt (2.1.11) dus

$$\begin{aligned} \bar{u}_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\frac{1}{2} \bar{u}_i \bar{u}_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ -\frac{\bar{p}}{\rho} \delta_{ij} \bar{u}_i + v \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \bar{u}_i - \overline{u_i' u_j' u_i} \right\} - \frac{1}{2} v \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 + \\ &\quad + \frac{1}{2} \overline{u_i' u_j'} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + g_i \beta (\bar{T} - T_{ref}) \bar{u}_i ; \\ &\quad i, j = 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (2.1.13)$$

moet worden: vgl. n. v. N.S. waarop ik wel de Reynolds-decompositie is toegepast maar die nog niet over de tijd zijn gemiddeld.

De vergelijking voor de turbulente kinetische energie kan worden verkregen door ~~(2.1.8)~~ te vermenigvuldigen met $u_i = \bar{u}_i + u_i'$, het tijdsgemiddelde van alle termen te nemen en (2.1.13) daarvan af te trekken.

Verkregen wordt dan

nog niet-tijdgemiddelde vgl. n. van Navier Stokes.



$$\bar{u}_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'}) = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \frac{1}{\rho} \overline{u_j' p'} + \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i' u_j'} - \nu \overline{u_i' \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right)} \right\} +$$

$$-\frac{1}{2} \overline{u_i' u_j'} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{2} \nu \overline{\left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right)^2} + g_i \beta \overline{T' u_i'} ;$$

$i, j=1, 2, 3$ (2.1.14)

- Het linker lid van (2.1.14) representeert het convectieve transport van turbulente kinetische energie.
- De eerste term uit het rechter lid van (2.1.14) representeert de arbeid verricht door drukfluctuaties, het transport door turbulente snelheidsfluctuaties en het transport door visceuze spanningen.
- De tweede term uit het rechter lid van (2.1.14) representeert de produktie of dissipatie van turbulente kinetische energie t.g.v. afschuiving van de gemiddelde stroming.

Deze term komt in (2.1.13) en (2.1.14) met tegengesteld teken voor. Deze term representeert dan ook de uitwisseling van kinetische energie tussen de gemiddelde en de fluctuerende stroming. In het algemeen is de energie-uitwisseling zo dat de kinetische energie van de gemiddelde stroming afneemt en die van de turbulente stroming toeneemt. De tweede term uit rechter lid van (2.1.14) stelt dus in het algemeen de energie voor die van de gemiddelde stroming wordt afgetapt.

- De derde term uit het rechter lid van (2.1.14) representeert de reeds genoemde voortdurend optredende visceuze dissipatie van turbulente kinetische energie.

Deze term betekent altijd een verlies aan energie omdat $\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i}$ hierin kwadratisch voorkomt.

- De vierde term uit het rechter lid van (2.1.14) tenslotte representeert de produktie of dissipatie van turbulente kinetische energie door op- of neerwaartse krachten t.g.v. een fluctuerende horizontale temperatuurgradiënt. Deze term kan worden geïnterpreteerd in de zin van warmte-transport. Als het warmtetransport opwaarts is gericht fungeert deze als bron van turbulente kinetische energie terwijl als het warmtetransport neerwaarts is gericht juist het om-



gekeerde het geval is.

De laatste van de drie op blz.2 genoemde karakteristieke eigenschappen van turbulentie, welke de dynamica van turbulentie zo interessant maakt, is nu voldoende toegelicht. Aangetoond is hoe turbulentie kan blijven voortbestaan.

Aangetoond is tevens hoe gecompliceerd de fundamentele basisvergelijkingen zijn die turbulentie beschrijven.

Het ontstaan van turbulentie is een stabiliteitsprobleem. Dit zal hier niet worden beschouwd.

Meer algemene, inleidende opmerkingen over turbulentie kunnen worden gevonden in lit.1.

2.2. Enige algemene opmerkingen over onsamendrukbare turbulente grenslaagstromingen langs een vlakke vaste wand

In het geval van een turbulente grenslaagstroming kan men zich over de plaats van produktie en dissipatie van turbulente kinetische energie een voorstelling maken zoals weergegeven in fig.1. Het aftappen van kinetische energie van de gemiddelde stroming kan men zich in het geval van een grenslaagstroming voorstellen als het door turbulente wervels in de grenslaagstroming worden meegesleept van medium uit de laminaire buitenstroming. Mengprocessen in de bovenste lagen van een turbulente grenslaag verzorgen de produktie van turbulente kinetische energie. De visceuze dissipatie van turbulente kinetische energie vindt in de onderste lagen van een grenslaag plaats. Dit omdat de kleinste wervels, welke het meest tot de dissipatie bijdragen zich voornamelijk in het onderste gedeelte van de grenslaag bevinden.

De grootste wervels in een turbulente grenslaag hebben globaal een diameter ter grootte van de grenslaagdikte en bevatten de



meeste energie.

Voor een stationaire, volledig ontwikkelde, turbulente grenslaagstroming langs een gladde, vlakke vaste wand (zie fig.2), waarvoor geldt dat $\bar{v}=0$ en $T=\text{constant}$ luiden de continuïteitsvergelijking en de bewegingsvergelijking in x-richting

$$\frac{d\bar{w}}{dz}=0 \quad (2.2.1)$$

en

$$\bar{w} \frac{d\bar{u}}{dz} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \frac{d^2 \bar{u}}{dz^2} - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'w'}) \quad (2.2.2)$$

↑ die dimensionaardheid nu over bord gezet !!

In deze vergelijkingen is \bar{w} de afzuig- of aanblaassnelheid. Deze is onafhankelijk van x en z.

Integratie van (2.2.2) van $z=0$ tot $z=z$ levert

$$\bar{u}\bar{w} = -\frac{1}{\rho} \int_0^z \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} dz + \nu \frac{d\bar{u}}{dz} - \overline{u'w'} - \nu \frac{d\bar{u}(0)}{dz} \quad (2.2.3)$$

Invoering van de schuifspanningssnelheid

$$u_{\tau} = \sqrt{\nu \frac{d\bar{u}(0)}{dz}} \quad (2.2.4)$$

in (2.2.3) levert

$$\bar{u}\bar{w} = -\frac{1}{\rho} \int_0^z \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} dz + \nu \frac{d\bar{u}}{dz} - \overline{u'w'} - u_{\tau}^2 \quad (2.2.5)$$

In het geval van een gladde wand zijn er in de z-richting een tweetal karakteristieke lengteschalen aan te wijzen. Deze zijn in volgorde van toenemende grootte

- de verhouding $\frac{\nu}{V'}$ van de kinematische viscositeit ν en een karakteristieke snelheidsfluctuatie V' , en
- de grenslaagdikte δ .

Als de verhouding van deze karakteristieke lengteschalen, $\frac{\delta V'}{\nu}$, groot genoeg is moet er een gebied van waarden van z zijn waarin zowel geldt $\frac{zV'}{\nu} \gg 1$ als $\frac{zV'}{\nu} \ll 1$. In deze sublaag van de grenslaag



zijn de lengteschalen $\frac{\nu}{V}$ en δ resp. te klein en te groot om van belang te zijn voor de dynamica van de stroming in deze sublaag. De visceuze spanning en de statische druk in deze sublaag zijn verwaarloosbaar klein t.o.v. de turbulente schuifspanning.

Als de analyse beperkt wordt tot deze sublaag vereenvoudigt de bewegingsvergelijking (2.2.5) zich tot de volgende vorm

$$\overline{u'w'} = -\overline{u'^2} - u_\tau^2 \quad (2.2.6)$$

Als niet wordt afgezogen of ingeblazen ($\overline{w}=0$) wordt (2.2.6)

$$\overline{u'w'} = -u_\tau^2 \quad (2.2.7)$$

Uit (2.2.7) volgt nu het belangrijke resultaat dat in de beschouwde sublaag de turbulente schuifspanning (welke de stroming in de sublaag bepaalt) constant is. Deze laag wordt dan ook wel "constant-stress layer" of "inertial sublayer" genoemd.

Vergelijking (2.2.7) kan nog verder worden uitgewerkt. Als V' de enige karakteristieke snelheidsfluctuatie is zal deze voor de hier beschouwde stroming als volgt van de snelheidsgradiënt van de gemiddelde stroming afhangen

$$V' = Kz \frac{d\overline{u}}{dz} \quad (2.2.8)$$

Dit criterium schijnt te betrekken tot het verband tussen de turbulentie en de stroming

Het produkt Kz wordt de mengweglengte genoemd en de constante K de von Kármán constante. Experimenten hebben aangetoond dat K bij goede benadering gelijk is aan 0,4.

Wordt aangenomen dat geldt $\overline{u'w'} = -V'^2$ ($\overline{u'w'} < 0!$) dan kan (2.2.7) m.b.v. (2.2.8) als volgt worden herschreven

$$Kz \frac{d\overline{u}}{dz} = u_\tau \quad (2.2.9)$$

Integratie van (2.2.9) levert



$$\frac{\bar{u}}{u_\tau} = \frac{1}{K} \ln z + \text{constante} \quad (2.2.10)$$

Dit nu is de logaritmische wandwet welke lokaal in elke turbulente grenslaag geldt.

Wordt aangenomen dat de logaritmische wandwet nog redelijk goed toepasbaar is tot de rand van de grenslaag, $z=\delta$, waar geldt $\bar{u}=\bar{U}$ dan wordt (2.2.10)

$$\frac{\bar{U}}{u_\tau} = \frac{1}{K} \ln \delta + \text{constante} \quad (2.2.11)$$

Combinatie van (2.2.10) en (2.2.11) levert

$$\frac{\bar{U}-\bar{u}}{u_\tau} = \frac{1}{K} \ln \left(\frac{\delta}{z} \right) \quad (2.2.12)$$

Dit is de z.g. snelheidsdefectwet. Het geldigheidsgebied van de snelheidsdefectwet ligt juist boven dat van de logaritmische wandwet.

Als het oppervlak ruw is moeten de argumenten welke tot de logaritmische wandwet leiden iets worden gewijzigd.

In het geval van ruwe wanden is er een derde karakteristieke lengteschaal in de z-richting aanwezig; de ruwheidslengte z_0 . Een definitieschets van de stroming over een ruw oppervlak is gegeven in fig.3.

Als $z=0$ op de gemiddelde verticale positie van het ruwe oppervlak dan kan de snelheid t.p.v. $z=0$ niet worden gedefinieerd voor het grootste gedeelte van de stroming in x-richting. Aan de "no-slip" conditie moet op het oppervlak natuurlijk altijd worden voldaan. De gemiddelde snelheid t.p.v. $z=0$ behoeft echter niet gelijk aan nul te zijn.

Het onderste gedeelte van de grenslaag heeft als karakteristieke lengteschalen z_0 en $\frac{u_\tau}{v}$. De verhouding van beide is het z.g. ruwheidsgetal van Reynolds.

$$Re_{z_0} = \frac{u_\tau z_0}{v} \quad (2.2.13)$$



Verwacht kan dan worden een logaritmische wandwet van de volgende vorm

$$\frac{\bar{u}}{u_\tau} = f_1\left(\frac{zu_\tau}{v}, Re_{z_0}\right) \quad (2.2.14)$$

of

$$\frac{\bar{u}}{u_\tau} = f_2\left(\frac{z}{z_0}, Re_{z_0}\right) \quad (2.2.15)$$

Deze uitdrukkingen moeten kunnen worden aangesloten op de snelheidsdefectwet. Omdat deze laatste veelal onafhankelijk van de ruwheid is en omdat de aansluiting wordt uitgevoerd m.b.t. de afgeleide van de snelheid kan de invloed van de ruwheid op de logaritmische wandwet slechts als een aanvullende functie van Re_{z_0} verschijnen.

Dus in vervolg op (2.2.14) en (2.2.15)

$$\frac{\bar{u}}{u_\tau} = \frac{1}{K} \ln\left(\frac{zu_\tau}{v}\right) + f_3(Re_{z_0}) \quad (2.2.16)$$

of

$$\frac{\bar{u}}{u_\tau} = \frac{1}{K} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + f_4(Re_{z_0}) \quad (2.2.17)$$

Uit experimenten is bekend dat voor het limietgeval $Re_z \rightarrow 0$ f_3 gelijk wordt aan 5,5. Zolang geldt $Re_z < 5$ heeft de ruwheid geen invloed op de stroming. Dit omdat de ruwheden dan niet uitsteken boven de visceuze onderlaag; de sublaag waarin geen turbulente spanningen kunnen worden opgewekt, hoezeer de stroming ook is verstoord. Wanden waarvoor geldt $Re_{z_0} < 5$ worden hydraulisch glad genoemd.

Aangetoond kan worden dat voor wanden waarvoor $Re_{z_0} \rightarrow \infty$ f_4 gelijk is aan een constante.

$$\frac{\bar{u}}{u_\tau} = \frac{1}{K} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) + \text{constante} \quad (2.2.18)$$

Zolang $Re_{z_0} > 70$ is dit laatste het geval. Wanden waarvoor dit



geldt worden volledig ruw genoemd.

De constante in (2.2.18) wordt vaak opgenomen in de ruwheids-lengte z_0 .

Ingevoerd wordt dan veelal ook nog de z.g. nulpuntsverschuiving d . De waarde van d is voor iedere turbulente grenslaag die waarde waarvoor in de "constant-stress layer" het verloop van \bar{u} met $\ln(z-d)$ zo lineair mogelijk is. Dat in de "constant-stress layer" het verloop van \bar{u} met $\ln z$ in werkelijkheid niet zuiver lineair is wordt veroorzaakt door de kleine (maar niet afwezige) invloed van de statische druk en de visceuze schuifspanningen.

Vergelijking (2.2.18) wordt dan na deze laatste wijzigingen

$$\frac{\bar{u}}{u_\tau} = \frac{1}{K} \ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right) \quad (2.2.19)$$

Meer algemene opmerkingen over onsamendrukbare turbulente grenslaagstromingen langs een vlakke vaste wand zijn te vinden in lit.1 en 2.

2.3. De atmosferische wind

De gemiddelde stroming in de gehele atmosfeer wordt uitsluitend en alleen veroorzaakt door grootschalige atmosferische drukverschillen welke op hun beurt worden veroorzaakt door lokale verschillen in de hoeveelheid warmte welke de aarde van de zon ontvangt.

Op grote hoogten boven het aardoppervlak is de atmosferische wind laminair. Er treedt daar immers in de gemiddelde stroming geen afschuiving meer op, en er is ook geen horizontale temperatuurgradiënt meer. De stroming wordt er alleen beïnvloed door de genoemde grootschalige drukverschillen.

T.o.v. een inertiaalassenstelsel is de stroming op deze hoogten een versnelde stroming. De versnelling van de lucht is er opgebouwd uit de Coriolis-versnelling t.g.v. de rotatie van de aarde en de over het algemeen verwaarloosbaar kleine centripetale versnelling t.g.v. de kromming van de isobaren waarlangs de lucht beweegt.



Bij verwaarlozing van de kromming van de isobaren zijn de bewegingsvergelijkingen van de lucht op grote hoogten boven het aardoppervlak, t.o.v. het in fig.4 weergegeven vast aan de aarde verbonden assenstelsel

$$a_c V_g = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.3.1)$$

en

$$a_c U_g = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (2.3.2)$$

In deze twee bewegingsvergelijkingen zijn U_g en V_g de componenten van de z.g. gradiënt-wind en is a_c de Coriolis-versnelling t.g.v. de rotatie van de aarde om de poolas.

Voor deze Coriolis-versnelling geldt

$$a_c = 2\omega \sin\phi \quad (2.3.3)$$

Hierin is ω de hoeksnelheid van de aarde om de poolas en ϕ de geografische breedtegraad (zie fig.4).

Op minder grote hoogten boven het aardoppervlak doet zich op de gemiddelde stroming naast de invloed van de grootschalige drukverschillen wellicht ook al de invloed van een eventuele over de tijd gemiddelde horizontale temperatuurgradiënt gelden. Vanaf enkele honderden meters boven de grond tenslotte doet zich naast de twee reeds genoemde invloeden (waarvan de laatste dus niet altijd aanwezig is) altijd nog de invloed van afschuiving in de gemiddelde stroming gelden. Dit gedeelte van de stroming in de atmosfeer is dus de atmosferische grenslaag. De hoogte waarop de atmosferische wind voor het eerst nog slechts wordt beïnvloed door grootschalige drukverschillen wordt de gradiënthoogte genoemd.

M.b.t. het aanwezig zijn van een horizontale temperatuurgradiënt in de atmosfeer kan het volgende worden opgemerkt.



Indien een massa lucht in de atmosfeer stijgt zal deze op adiabatische wijze expanderen en dientengevolge in temperatuur dalen. Een dergelijke stijgende massa lucht is in thermisch evenwicht met zijn omgeving als de temperatuur van deze massa in dezelfde mate afneemt als die van de omgevende atmosferische lucht met toenemende hoogte

- Indien een massa lucht aanvankelijk dezelfde dichtheid en temperatuur als de omgevende lucht heeft, maar tijdens stijging in mindere mate in temperatuur daalt dan de omgevende lucht zal deze tijdens de stijging een hogere temperatuur en dus een lagere dichtheid dan zijn omgeving hebben, en derhalve verder stijgen. Een dergelijke atmosfeer wordt instabiel genoemd.
- Indien een massa lucht die aanvankelijk dezelfde dichtheid en temperatuur als de omgevende lucht heeft, maar tijdens stijging in sterkere mate in temperatuur daalt dan de omgevende lucht zal deze een neerwaartse kracht ondervinden en derhalve weer dalen. Een dergelijke atmosfeer wordt stabiel genoemd.
- In een atmosfeer die in thermisch evenwicht is zal een stijgende massa lucht geen verticale kracht ondervinden. Een dergelijke atmosfeer wordt neutraal of indifferent genoemd.

De opmerking aan het einde van paragraaf 2.1. over de vierde term uit het rechter lid van (2.1.14) kan hier, toegespitst op de atmosfeer, nog eens worden herhaald. In een instabiele atmosfeer komt de arbeid die door de opwaartse kracht wordt verricht ten goede aan de turbulente kinetische energie. In een stabiele atmosfeer zal de arbeid welke door de opwaartse kracht wordt verricht juist leiden tot een afname van de turbulente kinetische energie.

In een zeer stabiele atmosfeer kan de atmosferische grenslaag laminair zijn. In een neutrale en instabiele atmosfeer is de atmosferische grenslaag altijd turbulent.

In de atmosferische grenslaag verandert de gemiddelde snelheid bij verandering van de hoogte niet alleen van grootte maar ook van richting. Het fenomeen van de verandering van de richting van de gemiddelde stroming wordt aangeduid met de naam Ekman-



spiraal. Deze richtingsverandering (die hier verder niet meer zal worden beschouwd) wordt mede bepaald door de rotatie van de aarde.

De dikte van de atmosferische grenslaag wordt ook mede bepaald door de rotatie van de aarde.

Een betrekking voor de dikte van de atmosferische grenslaag kan op de volgende globale wijze worden afgeleid

Voor een twee-dimensionale laminaire grenslaagstroming (zie fig.5), met een hoog getal van Reynolds, heeft Prandtl uit de vergelijkingen van Navier-Stokes de volgende diffusievergelijking, de z.g. grenslaagvergelijking, afgeleid

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + u \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + w \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \quad (2.3.4)$$

De grenslaagdikte δ van een grenslaagstroming zoals hierboven genoemd voldoet aan de relatie

$$\delta^2(x) \approx \nu \frac{x}{\bar{U}(x)} \quad (2.3.5)$$

In (2.3.5) is $\bar{U}(x)$ de snelheid van de buitenstroming.

De verhouding $\frac{x}{\bar{U}(x)}$ kan worden geïnterpreteerd als een tijdschaal τ van de grenslaagstroming.

In analogie met de laminaire grenslaag kan voor de turbulente grenslaag worden geschreven

$$\delta_t^2 \approx \nu_t \tau_t \quad (2.3.6)$$

Voor de turbulente kinematische viscositeit ν_t kan worden geschreven

$$\nu_t \approx \sqrt{\frac{1}{3}(\bar{u}'^2 + \bar{v}'^2 + \bar{w}'^2)} \delta_t \quad (2.3.7)$$

De tijdschaal τ_t van de turbulente grenslaagstroming wordt in het geval van de atmosferische grenslaag opgelegd door de rotatie van de aarde.



Er geldt

$$\tau_t = \frac{1}{f} \quad (2.3.8)$$

waarbij f de z.g. Coriolis-parameter is, welke afhankelijk is van de geografische breedtegraad.

Substitutie van (2.3.7) en (2.3.8) in (2.3.6) levert

$$\delta_t \approx \frac{\sqrt{\frac{1}{3}(u'^2 + v'^2 + w'^2)}}{f} \quad (2.3.9)$$

Bij bekende turbulenties en een gegeven geografische breedtegraad kan dan een zeer globale schatting worden gemaakt van δ_t . Op 50° breedte bedraagt de dikte van de turbulente atmosferische grenslaag gemiddeld 300 à 600 m.

Bij toepassing van een tijdsmiddelingsperiode Δt welke ligt tussen 15 minuten en 2 uur is de gemiddelde windsnelheid in de atmosferische grenslaag in het algemeen quasi-stationair. De periode van de gemiddelde atmosferische wind kan van de orde van enkele dagen zijn en die van de turbulente snelheidsfluctuaties van de orde van 1 minuut. De periode van 4 dagen voor de gemiddelde atmosferische wind kan worden geïnterpreteerd als de tijd welke nodig is voor de passage van een depressie over een plaats van waarneming. De periode van 1 minuut voor de snelheidsfluctuaties kan worden geïnterpreteerd als de tijdschaal van de grootste wervels van de atmosferische grenslaag; dit zijn de wervels welke de meeste energie bevatten en het sterkst bijdragen tot de diffusie en derhalve voor de meeste technische problemen van het grootste belang zijn.

Voor wat betreft de verandering van de grootte van de gemiddelde windsnelheid met de hoogte is er in de turbulente atmosferische grenslaag natuurlijk ook een "constant-stress layer" aanwezig, waarin de logaritmische wandwet geldt. Het aardoppervlak is over het algemeen als volledig ruw te beschouwen. De logaritmische wandwet in de vorm (2.2.19) is dan toepasbaar.



Naast het gebruik van de logaritmische wandwet is het in de "constant-stress layer" ook mogelijk om een aansluiting op atmosferische gegevens te verkrijgen m.b.v. een machtwet van de volgende eenvoudige vorm

$$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{\text{ref}}} = \left(\frac{z-d}{z_{\text{ref}}-d} \right)^\alpha \quad (2.3.10)$$

De machtwet (2.3.10) is ontleend aan lit.3.

De relaties (2.2.19) en (2.3.10) zullen nog nader worden beschouwd.

Meer informatie over de atmosferische wind kan worden gevonden in lit. 1 en 4.



3. Simulatie van de neutrale atmosferische grenslaag in een windtunnel

De stabiliteitstoestand van de atmosfeer beïnvloedt de structuur van de atmosferische wind in sterke mate. Bij lage windsnelheden zullen de turbulente snelheidsfluctuaties in de atmosfeer vooral worden veroorzaakt door schuifkrachten (visceus en turbulent) en door opwaartse krachten t.g.v. een eventueel optredende horizontale temperatuurgradiënt.

Van het grootste praktische belang zijn in het algemeen problemen waarbij grote windsnelheden een rol spelen. Dit zijn veelal

- problemen m.b.t. de windbelasting van (een breed spectrum) van technische ontwerpen, en
- problemen m.b.t. de windbelasting van mensen.

Bij de eerstgenoemde problemen gaat het bijv. om vragen betreffende sterkte, stijfheid, luchtweerstand, enz., en bij de laatstgenoemde problemen om vragen betreffende windhinder. In problemen waarbij grote windsnelheden een rol spelen wordt een eventueel optredende horizontale temperatuurgradiënt opgeheven. Gezien het reeds genoemde feit dat deze problemen van het grootste praktische belang zijn zal nu slechts de simulatie van de neutrale atmosferische grenslaag worden beschouwd.

Technische problemen waarbij verticale krachten t.g.v. een horizontale dichtheidsgradiënt wel een rol spelen zijn bijv. problemen m.b.t. de diffusie van schoorsteengassen in de atmosfeer. De horizontale dichtheidsgradiënt is bij deze problemen in de regel niet slechts het gevolg van een horizontale temperatuurgradiënt, maar wordt in de regel mede veroorzaakt door een verschil in molgewicht tussen de atmosferische lucht en de uittredende schoorsteengassen. Het gevolg hiervan is dat deze technische problemen zowel bij lage als hoge windsnelheden dienen te worden beschouwd.



Voor de simulatie van de atmosferische grenslaag in een windtunnel bestaan de volgende twee principieel verschillende mogelijkheden

- het gebruik van een windtunnel met daarin een lang ruw oppervlak, het z.g. voorland, waarover de grenslaag zich op natuurlijke wijze kan ontwikkelen totdat de gewenste atmosferische eigenschappen zijn gesimuleerd, en
- het gebruik van één of meerdere hulpmiddelen waarmee over een zeer korte afstand op kunstmatige wijze een turbulente grenslaag wordt opgewekt, waarin eveneens de atmosferische eigenschappen zo goed mogelijk zijn gesimuleerd.

Het voordeel van de eerste methode boven de tweede methode is dat de hiermee opgewekte grenslaag (met een minimum aan voorbereidend onderzoek) zeer goede overeenkomsten vertoont met de atmosferische grenslaag.

Het nadeel van de eerste methode t.o.v. de tweede methode is evenwel dat hiertoe een zeer lange en dus dure windtunnel benodigd is.

De meerderheid van de huidige methoden welke worden gebruikt om de atmosferische grenslaag te simuleren zijn een compromis tussen de voorgaande twee methoden. In deze "compromis-methoden" ontwikkelt de grenslaag zich in het algemeen ook over een voorland, zij het nu een veel korter voorland. Stroomopwaarts van dit verkorte voorland bevinden zich dan één of meerdere hulpmiddelen waarmee de aankomende grenslaag over een korte afstand sterk wordt beïnvloed.

De oppervlakteruwheden in een windtunnel, het voorland, simuleren de ruwheden op het aardoppervlak zoals gebouwen en gewassen.

Het voorland heeft een voortdurend impulsverlies tot gevolg, en verzorgt de definitieve verdeling van de turbulente spanningen in de grenslaag, alvorens deze de meetplaats bereikt.

Bij de "compromis-methoden" worden als hulpmiddelen voorafgaand aan het voorland veelal gebruikt



- een barrière, veelal in de vorm van een over de gehele breedte van de windtunnelvloer geplaatst schotje, en
- wervelopwekkers (turbulentie-opwekkers), veelal in de vorm van lichamen zoals weergegeven in fig.6 ("haaienvinnen"); lichamen welke alle, op enige afstand naast elkaar, over de gehele breedte van de windtunnelvloer staan opgesteld.

De barrière heeft dezelfde taak als het voorland, nl. het veroorzaken van impulsverlies.

De taak van de wervelopwekkers is om het grote lokale impulsverlies dat door de barrière wordt veroorzaakt over een groter gedeelte van de beschikbare windtunnelhoogte te distribueren. De turbulente wervels welke van de beide achterranden van een wervelopwekker zoals weergegeven in fig.6, loskomen, verzorgen deze distributie.

De onderlinge plaatsing van de barrière en de wervelopwekkers is veelal zo dat de barrière stroomopwaarts van de wervelopwekkers staat. Dit behoeft echter niet altijd het geval te zijn.

Barrière en wervelopwekkers zijn voorbeelden van z.g. passieve hulpmiddelen. Modern in de "compromis-methoden" is het gebruik van z.g. actieve hulpmiddelen. Hierbij worden zowel de barrière als de wervelopwekkers vervangen door bijv. straalpijpjes waarmee aan het begin van het voorland in stroomopwaartse richting lucht in de aankomende stroming wordt geblazen. Op deze wijze kan onafhankelijk van de snelheid van de aanstroming een zeker impulsverlies en een zekere verdeling van de turbulente spanningen worden gerealiseerd. Voorts kan bij inblazen in een richting loodrecht op de stromingsrichting de grenslaagdikte op doeltreffende wijze worden vergroot.

Het grote voordeel van deze actieve hulpmiddelen boven passieve hulpmiddelen is dat ze niet behoeven te worden veranderd bij verandering van de eigenschappen van de te simuleren atmosferische grenslaag.

Daar praktisch alle technische problemen zich in de "constant-



stress layer" afspelen zou men kunnen menen dat slechts deze sublaag gesimuleerd behoeft te worden. Ter verkrijging van een zo klein mogelijke schaalfactor zou men deze "constant-stress layer" dan over de volledige windtunnelhoogte kunnen simuleren. Gezien echter het reeds genoemde feit dat de grootste turbulente wervels, welke de meeste energie bevatten, een diameter hebben ter grootte van de grenslaagdikte is het zowel voor windbelastings- als diffusieproblemen van het grootste belang om niet slechts een gedeelte maar de gehele grenslaag te simuleren.

Wat de kwaliteit van de simulatie betreft mogen de eigenschappen van het bovenste gedeelte van de grenslaag minder goed overeenkomen met de atmosferische gegevens dan de eigenschappen van de "constant-stress layer".

Een goede kwaliteit van de simulatie betekent concreet een goede simulatie van in volgorde van belangrijkheid

- de over de tijd gemiddelde snelheidsverdeling,
- de turbulentie-intensiteitsverdeling,
- de turbulente spanningsverdeling, en
- het turbulente vermogenspectrum in de atmosferische grenslaag.

Meer informatie over de simulatie van de neutrale atmosferische grenslaag in een windtunnel kan worden gevonden in lit.5.



4. Overzicht van enige rekenmethoden m.b.t. het verloop van de gemiddelde snelheid met de hoogte

4.1. Nadere beschouwing van de logaritmische wandwet voor volledig ruwe wanden

Afgeleid in paragraaf 2.2. is dat voor volledig ruwe wanden ($Re_{z_0} > 70$) geldt

$$\frac{\bar{u}}{u_\tau} = \frac{1}{K} \ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right) \quad (2.2.19)$$

De betekenis van d is dus dat dit die constante grootheid is waarmee de z -coördinaat dient te worden gecorrigeerd opdat in de "constant-stress layer" het verloop van \bar{u} met $\ln(z-d)$ zo lineair mogelijk is. Als het verloop van \bar{u} met $\ln z$ al redelijk lineair is zal d een kleine waarde hebben en bij een goed lineair verloop van \bar{u} met $\ln z$ zal d zelfs gelijk aan nul mogen worden gesteld.

De waarde van d kan uit de verzameling meetresultaten $\bar{u}_i = \bar{u}(z_i)$; $i=1, 2, \dots, n$ worden bepaald door hieruit al die meetresultaten te kiezen die geacht worden bij de "constant-stress layer" te behoren. Concreet betekent dit die meetresultaten die zo redelijk mogelijk voldoen aan de relatie

$$\bar{u} = A \ln z + B \quad (4.1.1)$$

waarin A en B eenvoudig te bepalen constanten zijn.

M.b.v. de kleinste kwadratenmethode is het mogelijk om voor deze gevonden verzameling meetresultaten die waarde van d te bepalen waarvoor geldt dat de lijn door deze meetpunten zo goed mogelijk voldoet aan de relatie

$$\bar{u} = C \ln(z-d) + D \quad (4.1.2)$$

waarin nu C en D eenvoudig te bepalen constanten zijn.



Vergelijking (4.1.2) kan worden herschreven tot (2.2.19). De beide grootheden d en z_0 zijn dan bekend.

Het bekend zijn van de waarde van z_0 is belangrijk omdat deze waarde altijd nodig is, zoals in paragraaf 4.3. zal blijken, voor de bepaling van de schaalfactor.

Een nadeel van de hiervoor beschreven methode ter bepaling van d en z_0 is het gebruik van de omslachtige kleinste kwadratenmethode.

Eenvoudiger is de procedure waarbij d niet wordt bepaald maar waarbij d om te beginnen wordt geschat en waarbij dan m.b.v. (2.2.19) en de meetresultaten die bij deze schatting behorende z_0 wordt bepaald. Als beginschatting voor d kan bijv. worden genomen $d=0$.

Ter vervanging van de beginschatting van d kan vervolgens een nieuwe, meer nauwkeurige d worden bepaald m.b.v. de empirische relatie

$$d = h - \frac{z_0}{K} \quad (4.1.3)$$

waarin h de gemiddelde hoogte van de ruwheden boven het grondoppervlak (de windtunnelvloer of het aardoppervlak) is en z_0 nog de z_0 behorende bij de geschatte d . Vervolgens kan m.b.v. deze nieuwe d de hoogte z opnieuw worden gecorrigeerd en z_0 weer worden bepaald. Bij convergentie leidt herhaling van dit proces tot een goede bepaling van d en z_0 .

De herkomst van de veel gebruikte relatie (4.1.3) kan op de volgende wijze nader worden toegelicht.

Beschouwd worden een tweetal reeksontwikkelingen van het dimensieloze snelheidsverloop $\frac{u(z)}{u^*}$ om $z=h$. De ene reeks is een Taylorreeks van (2.2.19) en de andere een algemene machtreeks met als parameter $\frac{z-h}{z_0}$.

Als hoogte waaromheen ontwikkeld wordt is gekozen $z=h$ omdat daar de logaritmische wandwet over het algemeen geldt, en

omdat deze hoogte eenvoudig is te bepalen.

Gelijkstelling van de eerste orde term van beide reeksen levert zoals zal blijken, direct een uitdrukking op welke een grote overeenkomst vertoont met (4.1.3).

De keuze van $\frac{z-h}{z_0}$ als parameter voor de algemene machtreeks kan als volgt worden toegelicht.

- In de naaste omgeving van $z=h$ zal in het algemeen gelden dat $|\frac{z-h}{z_0}| < 1$ en is de algemene machtreeks derhalve convergent.
- De gecorrigeerde coördinaat $z-h$ wordt dimensieloos gemaakt met z_0 omdat in (2.2.19) de gecorrigeerde coördinaat $z-d$ ook dimensieloos wordt gemaakt met z_0 . Dimensieloos maken met z_0 ligt gezien de nog uit te voeren gelijkstelling van beide reeksen voor de hand.

Als algemene machtreeks wordt gekozen

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_\tau} = \sum_{k=0}^{\infty} a_k \left(\frac{z-h}{z_0}\right)^k \quad (4.1.4)$$

waarin de coëfficiënten a_k constanten zijn.

Voor de Taylorreeksontwikkeling van (2.2.19) om $z=h$ geldt

$$\frac{\bar{u}(z)}{u_\tau} = \frac{1}{K} \left\{ \ln\left(\frac{h-d}{z_0}\right) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1}}{k} \left(\frac{z-h}{h-d}\right)^k \right\} \quad (4.1.5)$$

Gelijkstelling van de eerste orde term uit de beide reeksen levert dan

$$d = h - \frac{z_0}{K a_1} \quad (4.1.6)$$

De kwalitatieve overeenkomst tussen (4.1.3) en de in de naaste omgeving van $z=h$ zeer betrouwbare relatie (4.1.6) blijkt direct en kan nog iets nader worden toegelicht. Beschouwing van (4.1.4) leert dat voor grenslagen waarvoor $\frac{d\bar{u}}{dz} > 0$ (hetgeen toch vrijwel altijd het geval is) de coëfficiënt a_1 positief is. M.b.v. (4.1.6) kunnen we dus concluderen dat dat wat volgens (4.1.3) altijd geldt, nl. dat naarmate het oppervlak ruwer wordt de nulpuntsverschuiving kleiner wordt, inderdaad vrijwel



altijd waar is.

In het hierna volgende wordt de kwaliteit van betrekking (4.1.3) ter bepaling van d en z_0 gedemonstreerd aan de hand van de heruitwerking van enkele metingen van van Maanen, Ooms en Sluman (lit.6).

In fig.3.a,lit.6 is voor vier verschillende configuraties waaraan is gemeten het verband tussen \bar{u} en $\ln(z-d)$ weergegeven. Voorts zijn in een bij deze figuur geplaatst tabelletje de bij de vier configuraties behorende waarden van d en z_0 vermeld.

Uit fig.3.a,lit.6 zijn van een zestal meetpunten uit de "constant-stress layer" van een willekeurig gekozen configuratie (conf.B_{*}) de waarden van \bar{u} en $\ln(z-d)$ opgemeten. Vervolgens zijn m.b.v. de bijbehorende gegeven d ($d=6,4\text{mm}$) de waarden van z bepaald.

Door deze kunstgreep zijn een zestal "oorspronkelijke meetresultaten" verkregen. Deze zijn tezamen met de gegeven waarde van h vermeld in tab.1, en zijn nog eens uitgezet in fig.7. Deze "oorspronkelijke meetresultaten" zullen nu worden gebruikt bij de bepaling van d en z_0 .

Uit fig.7 blijkt duidelijk dat de kromme die door de "meetpunten" kan worden getrokken niet zuiver lineair maar in geringe mate parabolisch verloopt. Dit is wellicht het gevolg van de kleine maar niet afwezige invloed van de statische druk en de visceuze spanningen.

"Door" de "meetpunten" in fig.7 is nu een rechte lijn getrokken waarbij als de twee steunpunten die deze rechte lijn vastleggen zijn gekozen: $z=16,4\text{mm}$ en $z=176,8\text{mm}$. Deze twee steunpunten worden gebruikt bij de iteratieve bepaling van d en z_0 .

Het trekken van een rechte lijn "door" de "meetpunten" in fig.7 impliceert het kiezen van de volgende beginschatting voor d : $d_1=0$. Het snijpunt van de rechte lijn in fig.7 met de $\bar{u}=0$,as levert dan de bij d_1 behorende $(z_0)_1$ op. M.b.v. (4.1.3) kan dan d_2 worden bepaald welke in de 2^e iteratieslag kan worden gebruikt, enz.



Op schematische en algemene wijze kan dit iteratieproces waarbij steeds dezelfde steunpunten worden gebruikt als volgt worden weergegeven.

1^e iteratieslag

beginschatting $d: d_1=0$

meetresultaten $\bar{u}(z_i); i=1,2,\dots,n \Rightarrow$ steunpunten $\left\{ \begin{array}{l} \bar{u}(z_a) \\ \bar{u}(z_b) \end{array} \right.$

$$\left. \begin{array}{l} \Rightarrow (z_0)_1 \\ d_2 = h - \frac{(z_0)_1}{K} \end{array} \right\} \Rightarrow d_2$$

2^e iteratieslag

$$\left. \begin{array}{l} d_2 \\ \bar{u}(z_a) \\ \bar{u}(z_b) \end{array} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \bar{u}(z_a - d_2) \\ \bar{u}(z_b - d_2) \end{array} \right\} \Rightarrow (z_0)_2$$

$$\left. \begin{array}{l} (z_0)_2 \\ d_3 = h - \frac{(z_0)_2}{K} \end{array} \right\} \Rightarrow d_3$$

⋮

k^e iteratieslag

$$\left. \begin{array}{l} d_k \\ \bar{u}(z_a) \\ \bar{u}(z_b) \end{array} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \bar{u}(z_a - d_k) \\ \bar{u}(z_b - d_k) \end{array} \right\} \Rightarrow (z_0)_k$$

$$\left. \begin{array}{l} (z_0)_k \\ d_{k+1} = h - \frac{(z_0)_k}{K} \end{array} \right\} \Rightarrow d_{k+1}$$

⋮

Het voorgaande iteratieproces wordt nu toegepast op de "meetresultaten" uit tab.1.



1^e iteratieslag

$$d_1 = 0$$

$$\frac{\bar{u}(176,8\text{mm}) - \bar{u}(16,4\text{mm})}{\log 176,8\text{mm} - \log 16,4\text{mm}} = \frac{11,88\text{m/sec} - 5,00\text{m/sec}}{\log\left(\frac{176,8\text{mm}}{16,4\text{mm}}\right)} = 6,66\text{m/sec} =$$

$$= \frac{\bar{u}(176,8\text{mm})}{\log 176,8\text{mm} - \log(z_0)_1} = \frac{11,88\text{m/sec}}{\log\left\{\frac{176,8\text{mm}}{(z_0)_1}\right\}} \Rightarrow (z_0)_1 = 2,91\text{mm}$$

$$\left. \begin{array}{l} d_2 = h - \frac{(z_0)_1}{K} \\ h = 9,4\text{mm} \\ K = 0,4 \end{array} \right\} \Rightarrow d_2 = 2,13\text{mm} \quad (\Delta d_2 = 2,13\text{mm})$$

2^e iteratieslag

$$d_2 = 2,13\text{mm}$$

$$\frac{11,88\text{m/sec} - 5,00\text{m/sec}}{\log\left(\frac{176,8\text{mm} - 2,13\text{mm}}{16,4\text{mm} - 2,13\text{mm}}\right)} = 6,32\text{m/sec} = \frac{11,88\text{m/sec}}{\log\left\{\frac{174,67\text{mm}}{(z_0)_2}\right\}} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow (z_0)_2 = 2,30\text{mm}$$

$$\left. \begin{array}{l} ((\Delta z_0)_2 = -0,61\text{mm}) \\ d_3 = 9,4\text{mm} - \frac{(z_0)_2}{0,4} \end{array} \right\} \Rightarrow d_3 = 3,65\text{mm} \quad (\Delta d_3 = 1,52\text{mm})$$

3^e iteratieslag

$$d_3 = 3,65\text{mm} \Rightarrow (z_0)_3 = 1,92\text{mm} \Rightarrow d_4 = 4,60\text{mm} \\ ((\Delta z_0)_3 = -0,38\text{mm}) \quad (\Delta d_4 = 0,95\text{mm})$$

4^e iteratieslag

$$d_4 = 4,60\text{mm} \Rightarrow (z_0)_4 = 1,68\text{mm} \Rightarrow d_5 = 5,20\text{mm} \\ ((\Delta z_0)_4 = -0,14\text{mm}) \quad (\Delta d_5 = 0,60\text{mm})$$

5^e iteratieslag

$$d_5 = 5,20\text{mm} \Rightarrow (z_0)_5 = 1,54\text{mm} \Rightarrow d_6 = 5,55\text{mm} \\ ((\Delta z_0)_5 = -0,14\text{mm}) \quad (\Delta d_6 = 0,35\text{mm})$$

6^e iteratieslag

$$d_6 = 5,55\text{mm} \Rightarrow (z_0)_6 = 1,46\text{mm} \Rightarrow d_7 = 5,75\text{mm} \\ ((\Delta z_0)_6 = -0,08\text{mm}) \quad (\Delta d_7 = 0,20\text{mm})$$



7^e iteratieslag

$$d_7 = 5,75 \text{ mm} \Rightarrow (z_o)_7 = 1,42 \text{ mm} \Rightarrow d_8 = 5,85 \text{ mm}$$

$$((\Delta z_o)_7 = -0,04 \text{ mm}) (\Delta d_8 = 0,10 \text{ mm})$$

8^e iteratieslag

$$d_8 = 5,85 \text{ mm} \Rightarrow (z_o)_8 = 1,39 \text{ mm} \Rightarrow d_9 = 5,93 \text{ mm}$$

$$((\Delta z_o)_8 = -0,03 \text{ mm}) (\Delta d_9 = 0,08 \text{ mm})$$

9^e iteratieslag

$$d_9 = 5,93 \text{ mm} \Rightarrow (z_o)_9 = 1,38 \text{ mm} \Rightarrow d_{10} = 5,95 \text{ mm}$$

$$((\Delta z_o)_9 = -0,01 \text{ mm}) (\Delta d_{10} = 0,02 \text{ mm})$$

10^e iteratieslag

$$d_{10} = 5,95 \text{ mm} \Rightarrow (z_o)_{10} = 1,37 \text{ mm}$$

$$((\Delta z_o)_{10} = -0,01 \text{ mm})$$

Wordt het iteratieproces bij deze 10^e iteratieslag afgebroken dan blijkt na afronding, dat $d_{10} = 6,0 \text{ mm}$ en $(z_o)_{10} = 1,4 \text{ mm}$ redelijk goed overeenkomen met d en z_o volgens lit.6 ($d = 6,4 \text{ mm}$ en $z_o = 1,2 \text{ mm}$).

Een bezwaar tegen het voorgaande iteratieproces is dat het niet duidelijk is of dit wel of niet convergent is. De veranderingen Δd en $|\Delta z_o|$ worden weliswaar steeds kleiner maar dit is geen bewijs voor convergentie.

Voorts is het zo dat mocht dit iteratieproces wel convergeren het niet mogelijk is om nauwkeurige uitspraken te doen over de convergentiesnelheid. Dit laatste is van belang i.v.m. de vraag wanneer de iteratie kan worden afgebroken ter verkrijging van een bepaalde gewenste nauwkeurigheid van d en z_o . (Zo is het uit het concrete rekenvoorbeeld niet bekend of bijv. $d_{100} = 6,5 \text{ mm}$ of $d_{100} = d_{10} = 6,0 \text{ mm}$.)

Het iteratieproces zal nu zodanig worden gewijzigd dat ten eerste het optreden van convergentie dan wel divergentie kan worden aangetoond, en dat ten tweede d en z_o zo nauwkeurig als gewenst is kunnen worden bepaald.

t "nieuwe" iteratieproces ziet er als volgt uit.

paal de bij d_1 behorende $(z_0)_1$ als het snijpunt van de rechte l_1 in de \bar{u} , logz-grafiek met de $\bar{u}=0$, as.

t zover bestaat er nog geen verschil met het "oude" iteratie-
proces. d_2

of d_1 wordt nu echter niet zoals in het voorgaande genomen

$$d_2 = h - \frac{(z_0)_1}{K} \quad (4.1.7)$$

ar

$$d_2 = 2 \left\{ h - \frac{(z_0)_1}{K} \right\} \quad (4.1.8)$$

of van deze laatste relatie gebruik te maken wordt $|\Delta d_1|$ op forceerde wijze vergroot.

B. Er wordt hierboven en in het hierna volgende gebruik gemaakt van absolute waarde-strepen omdat d zowel positief als negatief kan zijn.

lijkt tijdens de 2^e iteratieslag dat de $(z_0)_2$ behorende bij m.b.v. (4.1.8) bepaalde d_2 leidt tot een

$$|d_3^*| = \left| h - \frac{(z_0)_2}{K} \right| \quad (4.1.9)$$

de kleiner is dan $|d_2|$ dan is d_3 (en ook de exacte d !) insloten;

$$\left| h - \frac{(z_0)_1}{K} \right| < |d_3| < |d_3^*| \quad (4.1.10)$$

t nemen van $|d_3^*|$ i.p.v. $|d_2|$ als bovengrens van de insluiting toegestaan en heeft als voordeel dat het de convergentie-
snelheid verhoogt.

of d_3 kan dan worden genomen

$$d_3 = \frac{h - \frac{(z_0)_1}{K} + d_3^*}{2} = h - \frac{(z_0)_1}{K} - \frac{(z_0)_2}{K} \quad (4.1.11)$$

lijkt tijdens de 2^e iteratieslag dat de $(z_0)_2$ behorende



bij de m.b.v. (4.1.8) bepaalde d_2 leidt tot een

$$|d_3^*| = \left| h - \frac{(z_0)_2}{K} \right| \quad (4.1.9)$$

die groter is dan $|d_2|$, dan kan voor d_3 worden genomen

$$d_3 = 2d_3^* = 2 \left\{ h - \frac{(z_0)_2}{K} \right\} \quad (4.1.12)$$

Blijkt $|d^*|$ nog verder toe te nemen dan moet deze net zo lang worden vergroot tot d is ingesloten.

Mocht op den duur dit iteratieproces ontaarden in $|d^*| \rightarrow \infty$ en 'de insluiting van d mislukken dan heeft men te maken met een divergent proces. Een manier om dan toch nog een waarde voor d te verkrijgen is door d eenvoudigweg te kiezen; bijv. $d = d_1 = 0$. Als de insluiting van d wel lukt kan deze zo nauwkeurig worden gemaakt, dat vanaf een bepaalde iteratieslag geen significante veranderingen meer optreden bij voortzetting van het iteratieproces.

Het "nieuwe" iteratieproces waarbij ook weer steeds dezelfde steunpunten worden gebruikt is in het hierna volgende algemeen weergegeven.

1^e iteratieslag

beginschatting d : $d_1 = 0$

meetresultaten: $\bar{u}(z_i)$; $i=1, 2, \dots, n \Rightarrow$ steunpunten $\left\{ \begin{array}{l} \bar{u}(z_a) \\ \bar{u}(z_b) \end{array} \right.$

$$\left. \begin{array}{l} \Rightarrow (z_0)_1 \\ d_2 = 2 \left\{ h - \frac{(z_0)_1}{K} \right\} \end{array} \right\} \Rightarrow d_2$$

2^e iteratieslag

$$\left. \begin{array}{l} d_2 \\ \bar{u}(z_a) \\ \bar{u}(z_b) \end{array} \right\} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \bar{u}(z_a - d_2) \\ \bar{u}(z_b - d_2) \end{array} \right\} \Rightarrow (z_0)_2$$

$$\left. \begin{array}{l} (z_0)_2 \\ d_3^* = h - \frac{(z_0)_2}{K} \end{array} \right\} \Rightarrow d_3^*$$



$$\begin{array}{l}
 |d_3^*| < |d_2| ? \left\{ \begin{array}{l}
 \text{Ja; dan insluiting: } |h - \frac{(z_0)_1}{K}| < |d_3| < |d_3^*| \implies \\
 \implies d_3 = \frac{h - \frac{(z_0)_1}{K} + d_3^*}{2} = h - \frac{(z_0)_1}{K} - \frac{(z_0)_2}{K} \\
 \text{Neen; (nog) geen insluiting: } |d_3^*| < |d_3| \implies \\
 \implies d_3 = 2d_3^* = 2\{h - \frac{(z_0)_2}{K}\}
 \end{array} \right.
 \end{array}$$

⋮

k^e iteratieslag

$$\left. \begin{array}{l}
 d_k; \text{ |ondergrens|} < |d_k| < \text{|bovengrens|} \\
 \bar{u}(z_a) \\
 \bar{u}(z_b)
 \end{array} \right\} \implies \left\{ \begin{array}{l}
 \bar{u}(z_a - d_k) \\
 \bar{u}(z_b - d_k)
 \end{array} \right\} \implies$$

$$\left. \begin{array}{l}
 \implies (z_0)_k \\
 d_{k+1}^* = h - \frac{(z_0)_k}{K}
 \end{array} \right\} \implies d_{k+1}^*$$

$$\begin{array}{l}
 |d_{k+1}^*| < |d_k| ? \left\{ \begin{array}{l}
 \text{Ja; } |ondergrens| < |d_{k+1}| < |d_{k+1}^*| \implies \\
 \implies d_{k+1} = \frac{ondergrens + d_{k+1}^*}{2} \\
 \text{Neen; } |d_{k+1}^*| < |d_{k+1}| < |bovengrens| \implies \\
 \implies d_{k+1} = \frac{d_{k+1}^* + bovangrens}{2}
 \end{array} \right.
 \end{array}$$

⋮

Het nemen van $|d_{k+1}^*|$ i.p.v. $|d_k|$ als nieuwe boven- of ondergrens in de k^e iteratieslag verhoogt dus de convergentie-



snelheid en is toegestaan omdat het iteratieproces geen slingeren om de exacte d vertoont.

Toepassing van het "nieuwe" iteratieproces op de "meetresultaten" uit tab.1 levert.

1^e iteratieslag

$$d_1 = 0$$

$$\frac{\bar{u}(176,8\text{mm}) - \bar{u}(16,4\text{mm})}{\log 176,8\text{mm} - \log 16,4\text{mm}} = \frac{11,88\text{m/sec} - 5,00\text{m/sec}}{\log\left(\frac{176,8\text{mm}}{16,4\text{mm}}\right)} = 6,66\text{m/sec} =$$

$$= \frac{\bar{u}(176,8\text{mm})}{\log 176,8\text{mm} - \log(z_0)_1} = \frac{11,88\text{m/sec}}{\log\left\{\frac{176,8\text{mm}}{(z_0)_1}\right\}} \Rightarrow (z_0)_1 = 2,91\text{mm}$$

$$\left. \begin{aligned} d_2 &= 2\left\{h - \frac{(z_0)_1}{K}\right\} \\ h &= 9,4\text{mm} \\ K &= 0,4 \end{aligned} \right\} \Rightarrow d_2 = 4,25\text{mm}$$

2^e iteratieslag

$$d_2 = 4,25\text{mm}$$

$$\frac{11,88\text{m/sec} - 5,00\text{m/sec}}{\log\left(\frac{176,8\text{mm} - 4,25\text{mm}}{16,4\text{mm} - 4,25\text{mm}}\right)} = 5,97\text{m/sec} = \frac{11,88\text{m/sec}}{\log\left\{\frac{172,55\text{mm}}{(z_0)_2}\right\}} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow (z_0)_2 = 1,77\text{mm}$$

$$\left. \begin{aligned} d_3^* &= 9,4\text{mm} - \frac{(z_0)_2}{0,4} \end{aligned} \right\} \Rightarrow d_3^* = 4,98\text{mm}$$

$$d_3^* < d_2; \text{ Neen; (nog) geen insluiting} \Rightarrow d_3 = 2d_3^* = 9,96\text{mm}$$

3^e iteratieslag

$$d_3 = 9,96\text{mm} \Rightarrow (z_0)_3 = 0,60\text{mm} \Rightarrow d_4^* = 7,90\text{mm}$$

$$d_4^* < d_3? \text{ Ja; insluiting! } d_2 < d_4 < d_4^* \Leftrightarrow 4,25\text{mm} < d_4 < 7,90\text{mm}$$

$$d_4 = \frac{4,25\text{mm} + 7,90\text{mm}}{2} = 6,08\text{mm}$$



4^e iteratieslag

$$d_4 = 6,08\text{mm} \Rightarrow (z_0)_4 = 1,34\text{mm} \Rightarrow d_5^* = 6,05\text{mm}$$

$$d_5^* < d_4? \text{ Ja} \Rightarrow 4,25\text{mm} < d_5 < 6,05\text{mm} \Rightarrow d_5 = \frac{4,25\text{mm} + 6,05\text{mm}}{2} = 5,15\text{mm}$$

5^e iteratieslag

$$d_5 = 5,15\text{mm} \Rightarrow (z_0)_5 = 1,55\text{mm} \Rightarrow d_6^* = 5,53\text{mm}$$

$$d_6^* < d_5? \text{ Neen} \Rightarrow 5,53\text{mm} < d_6 < 6,05\text{mm} \Rightarrow d_6 = \frac{5,53\text{mm} + 6,05\text{mm}}{2} = 5,79\text{mm}$$

6^e iteratieslag

$$d_6 = 5,79\text{mm} \Rightarrow (z_0)_6 = 1,41\text{mm} \Rightarrow d_7^* = 5,88\text{mm}$$

$$d_7^* < d_6? \text{ Neen} \Rightarrow 5,88\text{mm} < d_7 < 6,05\text{mm} \Rightarrow d_7 = \frac{5,88\text{mm} + 6,05\text{mm}}{2} = 5,97\text{mm}$$

7^e iteratieslag

$$d_7 = 5,97\text{mm} \Rightarrow (z_0)_7 = 1,37\text{mm} \Rightarrow d_8^* = 5,98\text{mm}$$

$$d_8^* < d_7? \text{ Neen} \Rightarrow 5,98\text{mm} < d_8 < 6,05\text{mm} \Rightarrow d_8 = \frac{5,98\text{mm} + 6,05\text{mm}}{2} = 6,02\text{mm}$$

8^e iteratieslag

$$d_8 = 6,02\text{mm} \Rightarrow (z_0)_8 = 1,36\text{mm} \Rightarrow d_9^* = 6,00\text{mm}$$

$$d_9^* < d_8? \text{ Ja} \Rightarrow 5,98\text{mm} < d_9 < 6,00\text{mm} \Rightarrow d_9 = \frac{5,98\text{mm} + 6,00\text{mm}}{2} = 5,99\text{mm}$$

9^e iteratieslag

$$d_9 = 5,99\text{mm} \Rightarrow (z_0)_9 = 1,36\text{mm}$$

In de 8^e iteratieslag is d reeds op 1 decimaal nauwkeurig bepaald. Voorts is het verschil tussen de op 2 decimalen nauwkeurige $(z_0)_8$ en $(z_0)_9$ gelijk aan nul.

Het iteratieproces kan worden afgebroken.

Er geldt dus: $d = 6,0\text{mm}$ en $z_0 = 1,4\text{mm}$.

Uit de toepassing van het "nieuwe" iteratieproces op dit voorbeeld blijkt dat hier het "oude" iteratieproces even goed werkt



als het "nieuwe" iteratieproces. Bij toepassing van het "oude" iteratieproces kan convergentie echter nooit worden bewezen en niets kan met zekerheid worden gezegd over de nauwkeurigheid van de berekende d en z_0 . In het vervolg zal dan ook slechts het "nieuwe" iteratieproces worden toegepast.

Het geringe verschil dat bestaat tussen de berekende d en z_0 en de in lit.6 vermelde d en z_0 ($d=6,4\text{mm}$ en $z_0=1,2\text{mm}$) wordt wellicht veroorzaakt door het feit dat de meetresultaten niet nauwkeurig kunnen worden opgemeten uit fig.3.a,lit.6.

Als convergentie optreedt geldt na afloop van zowel het "nieuwe" als het "oude" iteratieproces dat betrekking (4.1.6) gelijk is geworden aan de in het iteratieproces gebruikte betrekking (4.1.3).

Een verdere vergroting van de convergentiesnelheid kan wellicht worden verkregen door niet meer het rekenkundig gemiddelde van boven- en ondergrens te nemen, maar een gewogen gemiddelde dat bepaald wordt door de grootte van de veranderingen in die iteratieslag.

Zowel het "nieuwe" als het "oude" iteratieproces kunnen in de vorm van een computerprogramma worden gebracht.

In fig.8 zijn de zes "gemeten" snelheden nu uitgezet tegen $\log(z-d)$.

Bij vergelijking van fig.8 met fig.7 blijkt duidelijk dat het parabolische verloop verdwenen is. Voorts blijkt dat het voortdurende gebruik van dezelfde twee steunpunten tijdens het iteratieproces geen nadelige gevolgen heeft gehad.

Hiermee is dan de betekenis van de nulpuntsverschuiving d en de juistheid van (4.1.3) gedemonstreerd.

4.2. Nadere beschouwing van de machtwet

Vermeld in paragraaf 2.3. is dat het volgens lit.3 naast de



logaritmische wandwet ook m.b.v. een machtwet van de vorm

$$\frac{\bar{u}}{u_{\text{ref}}} = \left(\frac{z-d}{z_{\text{ref}}-d} \right)^\alpha \quad (2.3.10)$$

mogelijk is om aansluiting te verkrijgen op experimentele gegevens.

Andere vormen van de machtwet zijn ook mogelijk.

Davenport gebruikt volgens lit.4

$$\frac{\bar{u}}{u_{\text{ref}}} = \left(\frac{z}{z_{\text{ref}}} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \quad (4.2.1)$$

waarin α niet dezelfde is als die welke in (2.3.10) wordt gebruikt.

Een essentieel verschil tussen (2.3.10) en (4.2.1) is dat in (2.3.10) de hoogte wel is gecorrigeerd met de nulpuntsverschuiving, maar in (4.2.1) niet.

Een tweede essentieel verschil tussen (2.3.10) en (4.2.1) kan optreden in het gebruik van de referentiehoogte z_{ref} . In lit.3 wordt altijd gebruikt $z_{\text{ref}}=10\text{m}$. Davenport gebruikt ook veelal $z_{\text{ref}}=10\text{m}$ maar echter ook wel $z_{\text{ref}}=z_g$. Het gebruik van $z_{\text{ref}}=z_g$ is niet zo praktisch vanwege de onzekerheid in de bepaling van z_g .

De overeenkomst tussen (2.3.10) en (4.2.1) (en wellicht nog mogelijke andere machtwetten) is dat de macht en de ruweidslengte aan elkaar zijn gekoppeld. Bij een bepaalde macht behoort een bepaalde ruweidslengte, en ook omgekeerd. Dit verband is zowel voor (2.3.10) als (4.2.1) voor een grote verzameling van verschillende terreinen door metingen in de atmosfeer bepaald.

Bij gebruik van een bepaalde machtwet dient men goed te weten hoe hierbij de ruweidslengte is gedefinieerd. Het praktische belang van machtwetten is nl. dat deze bij een bekende macht en ruweidslengte van de gesimuleerde atmosferische grenslaag, het mogelijk maken om de schaalfactor te bepalen. Hierop wordt in de volgende paragraaf nog nader ingegaan.

Wat het verband tussen de machtwetten en de betrouwbare loga-



ritmische wandwet betreft kan het volgende worden opgemerkt.

Volgens de uit lit.3 afkomstige betrekking (2.3.10) geldt dat $\bar{u}=0$ op de hoogte $z=d$. Volgens de in lit.3 gebruikte logaritmische wandwet; welke dezelfde vorm heeft als (2.2.19) geldt echter dat $\bar{u}=0$ op de hoogte $z=d+z_0$.

Het verschil tussen de beide hoogten waarop geldt dat $\bar{u}=0$ wordt kleiner naarmate d meer over z_0 domineert.

Mocht de in lit.3 gebruikte logaritmische wandwet niet slechts dezelfde vorm maar ook dezelfde betekenis van de grootheden daarin hebben dan behoeft d niet altijd over z_0 te domineren en is (2.3.10) dus niet zo betrouwbaar.

Een analoge beschouwing voor het verband tussen (4.2.1) en de daarbij behorende logaritmische wandwet kan niet worden gegeven, daar niet voldoende nauwkeurig bekend is welke logaritmische wandwet Davenport gebruikt.

4.3. Bepaling van de schaalfactor

Zoals in de vorige paragraaf reeds gesteld, maakt het bekend zijn van de z_0 en α van een in een windtunnel gesimuleerde atmosferische grenslaag het mogelijk om de schaalfactor te bepalen.

Bij het bekend zijn van $\alpha_{wt} (= \alpha_{atm})$ kan uit atmosferische meetgegevens de bij deze α behorende $(z_0)_{atm}$ worden bepaald.

De schaalfactor is dan

$$\chi = \frac{(z_0)_{atm}}{(z_0)_{wt}} \quad (4.3.1)$$

Vanwege het niet betrouwbaar zijn van de bestaande machtwetten, is deze methode niet nauwkeurig.

Wel nauwkeurig is de methode die uitgaat van de betrouwbare logaritmische wandwet (2.2.19), waarvan de grenzen van het geldigheidsgebied (de "constant-stress layer") nauwkeurig en eenvoudig uit de meetresultaten zijn te bepalen. Met name de bovengrens δ_{log} van de "constant-stress layer" is nauwkeurig



en eenvoudig te bepalen.

Stel dat een bepaald gewenst atmosferisch snelheidsprofiel (met daarin de "constant-stress layer") op goede wijze in de windtunnel is gesimuleerd. Een zo goed mogelijke simulatie van de atmosferische grenslaag wil o.a. zeggen dat het atmosferische snelheidsprofiel en het snelheidsprofiel in de windtunnel zo gelijkvormig mogelijk zijn. M.b.t. de "constant-stress layer" betekent dit concreet dat voor alle $\frac{z}{z_0}$ waarvoor geldt

$$\frac{d+z_0}{z_0} \leq \frac{z}{z_0} \leq \frac{\delta_{\log}}{z_0} \quad (4.3.2)$$

zo goed mogelijk wordt voldaan aan

$$\left\{ \frac{\bar{u}\left(\frac{z}{z_0}\right)}{u_\tau} \right\}_{wt} = \left\{ \frac{\bar{u}\left(\frac{z}{z_0}\right)}{u_\tau} \right\}_{atm} \quad (4.3.3)$$

Beschouw nu twee willekeurige, dimensieloze hoogten in de "constant-stress layer"

$$\frac{z}{z_0} = \frac{a\delta_{\log}}{z_0}, \quad \frac{z}{z_0} = \frac{b\delta_{\log}}{z_0}; \quad \frac{d+z_0}{\delta_{\log}} < a, b \leq 1; \quad a \neq b \quad (4.3.4)$$

Gegeven (4.3.3) geldt

$$\frac{1}{K} \left\{ \ln \left(\frac{a\delta_{\log}}{z_0} - \frac{d}{z_0} \right) \right\}_{wt} = \frac{1}{K} \left\{ \ln \left(\frac{a\delta_{\log}}{z_0} - \frac{d}{z_0} \right) \right\}_{atm} \quad (4.3.5)$$

ofwel

$$\left(\frac{a\delta_{\log}}{z_0} - \frac{d}{z_0} \right)_{wt} = \left(\frac{a\delta_{\log}}{z_0} - \frac{d}{z_0} \right)_{atm} \quad (4.3.6)$$

en evenzo

$$\left(\frac{b\delta_{\log}}{z_0} - \frac{d}{z_0} \right)_{wt} = \left(\frac{b\delta_{\log}}{z_0} - \frac{d}{z_0} \right)_{atm} \quad (4.3.7)$$

Aftrekking van (4.3.6) en (4.3.7) levert

$$\left(\frac{\delta_{\log}}{z_0} \right)_{wt} = \left(\frac{\delta_{\log}}{z_0} \right)_{atm} \quad (4.3.8)$$



Aan conditie (4.3.8) wordt dus bij goede benadering voldaan bij een goede simulatie van het dimensieloze atmosferische snelheidsverloop in de "constant-stress layer".

Deze conditie kan worden gebruikt t.b.v. de bepaling van de schaalfactor.

Het verloop van $(\frac{\delta_{\log}}{z})_{\text{atm}}$ en $(z_0)_{\text{atm}}$ is bekend. Dit aan lit.6 ontleende verloop is in fig.9 weergegeven en is in formulevorm

$$\log(z_0)_{\text{atm}} = -1,56 \log\left(\frac{\delta_{\log}}{z_0}\right)_{\text{atm}} + 2,95 \quad (4.3.9)$$

Bij het bekend zijn van $(\frac{\delta_{\log}}{z})_{\text{wt}} (= (\frac{\delta_{\log}}{z})_{\text{atm}})$ kan m.b.v. (4.3.9) de bijbehorende $(z_0)_{\text{atm}}$ worden bepaald.

De schaalfactor is dan weer

$$\chi = \frac{(z_0)_{\text{atm}}}{(z_0)_{\text{wt}}} \quad (4.3.1)$$

Deze methode, die uitgaat van de logaritmische wandwet, is ook toegepast bij de uitwerking van de metingen.

De bij aftrekking van (4.3.6) en (4.3.8) geëlimineerde conditie

$$\left(\frac{d}{z_0}\right)_{\text{wt}} = \left(\frac{d}{z_0}\right)_{\text{atm}} \quad (4.3.10)$$

levert geen eis op m.b.t. de simulatie. Aan deze conditie wordt automatisch voldaan bij een goede simulatie.

Ingezien kan worden dat niet slechts het dimensieloze snelheidsverloop $\left\{\frac{\bar{u}(\frac{z}{z_0})}{u_\tau}\right\}_{\text{atm}}$ maar ook het niet-dimensieloze snelheidsverloop $\left\{\bar{u}(\frac{z}{z_0})\right\}_{\text{atm}}$ gesimuleerd kan worden door naast (4.3.8) ook nog te voldoen aan

$$(u_\tau)_{\text{wt}} = (u_\tau)_{\text{atm}} \quad (4.3.11)$$



5. Uitwerking van de metingen

Uitgewerkt zijn metingen welke in het voorjaar van 1981 in het schaalmodel (1:10) van de Duits-Nederlandse Windtunnel zijn verricht.

Gemeten is in de windtunnelmeetplaats voor een negental verschillende configuraties het verloop van de gemiddelde snelheid \bar{u} en de turbulentie-intensiteit $\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}}$ met de hoogte z . De meetresultaten zijn vermeld in de 1^e, 3^e en 5^e kolom van tab.2 t/m 10.

In tab.11 staan enige gegevens vermeld over de samenstelling van de verschillende configuraties.

Conf.a en b zijn opgebouwd uit dezelfde componenten en verschillen slechts van elkaar door een verschillende plaats van meting. Bij conf.a en b is de verticale traverse op dezelfde plaats in de langsrichting van de windtunnelmeetplaats uitgevoerd. Voor wat de dwarsrichting echter betreft is bij conf.a tussen twee oppervlakteruwheden getraverseerd ($y=0$) en bij conf.b is achter een oppervlakteruwheid getraverseerd ($y=100\text{mm}$). Bij conf.a en conf.c t/m i is de traverse op dezelfde plaats in de langs- en dwarsrichting van de windtunnelmeetplaats uitgevoerd.

Bij conf.h echter is ook nog op een andere plaats in dwarsrichting ($y=-100\text{mm}$) op een viertal hoogten gemeten. Deze andere plaats in dwarsrichting is weer zodanig dat achter een oppervlakteruwheid i.p.v. tussen twee oppervlakteruwheden is gemeten. De meetresultaten voor $y=-100\text{mm}$ zijn vrijwel gelijk aan de corresponderende meetresultaten van conf.h waarbij de traverse bij $y=0$ is uitgevoerd, en zijn daarom niet in de grafieken verwerkt.

De hoogten van de verschillende componenten van de configuraties zijn vermeld in tab.12.

Voor meerdere gegevens wordt verwezen naar lit.7 en 8. Als extra



aanwijzing hiertoe kan dienen dat conf.a t/m d overeenkomen met conf.3 uit lit.7.

Bij conf.a t/m g bedroeg de ingestelde snelheid van de ongestoorde aanstroming gemiddeld 19,94m/sec. Bij conf.h en i bedroeg deze snelheid 15,58m/sec.

Het doel van de metingen was om te bepalen welke configuratie de beste simulatie van de atmosferische grenslaag geeft en voorts om zo mogelijk na te gaan wat de invloed is van één der componenten van een configuratie in combinatie met de overige componenten (bijv. de bepaling van de invloed van een bepaalde barrière in combinatie met een bepaald type wervelopwekkers en een bepaald voorland).

Er kan niets zinnigs worden opgemerkt over de invloed van de afzonderlijke componenten omdat er in een laag-subsonic, turbulente grenslaagstroming een zeer sterke interactie is tussen de stromingsvelden om de afzonderlijke componenten.

Voor wat betreft de bepaling van de kwaliteit van de simulatie, d.w.z. de vergelijking van meetresultaten met atmosferische gegevens, kan worden opgemerkt dat dit hier in principe alleen mogelijk is voor de turbulentie-intensiteitsverdelingen.

Bij een bekende $(z_0)_{atm}$ is het n.l. m.b.v. fig.4.a, lit.3 mogelijk om het verloop van $\left(\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}}\right)_{atm}$ met $(z-d)_{atm}$ te bepalen en m.b.v. de bekende schaalfactor dus ook het verloop van $\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}}$ (volgens de atmosferische gegevens) met $(z-d)_{wt}$.

Alleen bij conf.c en g bleek de waarde van z_0 , bepaald m.b.v. het in paragraaf 4.1. beschreven "nieuwe" iteratieproces, niet te groot te zijn om gebruik te kunnen maken van fig.4.a, lit.3.

Een eerste punt dat enige aandacht verdient bij de bepaling van d en z_0 uit de meetresultaten is de keuze van de twee steunpunten in de grafieken waarin de gemiddelde snelheid is uitgezet tegen de logaritme van de ongecorrigeerde hoogte.



Alle configuraties geven in fig.18 t/m 26 voor kleine waarden van z een weinig steil snelheidsverloop te zien waarin met enige verbeelding wel een lineair verloop van de snelheid met de logaritme van de ongecorrigeerde hoogte is te herkennen. Daar het aantal meetpunten in dit gebied gering is, is het kiezen van een logaritmisch verloop in dit gebied echter te subjectief.

Dit logaritmische verloop kan wel met meer zekerheid in het meer steile snelheidsverloop behorende bij grotere waarden van z worden herkend. Voor alle configuraties is dit steile snelheidsverloop gekozen als "constant-stress layer" en vastgelegd door de keuze van twee steunpunten (zie fig.18 t/m 26).

Onderzocht is nog of het hiervoor genoemde wel- en niet-steile gedeelte van het snelheidsverloop in fig.18 t/m 26 wellicht niet tezamen de "constant-stress layer" vormden. Dit is onderzocht door voor conf.a verschillende waarden van d te kiezen en hiervoor te controleren of na correctie van de hoogte z met deze waarden van d de beide genoemde gedeelten van het snelheidsverloop waren "rechtgebogen" tot één logaritmisch verloop.

Uit dit onderzoekje bleek dat beide gedeelten van het snelheidsverloop niet waren "recht te buigen" tot één logaritmisch verloop.

De voor alle configuraties berekende waarden van d en z_0 zijn vermeld in tab.13.

Een tweede punt dat dan nog enige aandacht verdient is dat bij toepassing van het "nieuwe" iteratieproces niet altijd convergentie optrad. Voor alle configuraties waarbij divergentie optrad is gekozen $d=d_1=0$. (Dit zijn al die configuraties uit tab.13 waarvoor $d=0$.)

Gezien het feit dat de gemiddelde snelheid van alle configuraties in de "constant-stress layer" een goed lineair verloop vertoont met de logaritme van de ongecorrigeerde hoogte is $d=0$



een goede keuze. Het in geringe mate parabolische verloop van de gemiddelde snelheid in de "constant-stress layer" dat in het rekenvoorbeeld in paragraaf 4.1. optrad (zie fig.7) is hier bij geen der configuraties aanwezig.

In de gevallen waarbij convergentie optrad bleek zoals verwacht na correctie het logaritmische verloop niet te zijn verstoord.

Voorts is in de gevallen waarbij convergentie optrad ook nog het "oude" iteratieproces toegepast. Dit nu bleek langzamer te convergeren dan het "nieuwe" iteratieproces.

In alle figuren met daarin uitgezet het verloop van de gemiddelde snelheid, en in de 4^e kolom van tab.2 t/m 10 is de snelheid $\bar{u}(z)$ steeds dimensieloos gemaakt met de gemeten maximale snelheid; \bar{u}_{\max} .

De snelheid \bar{u}_{\max} kan met uitzondering van conf.i beschouwd worden als de snelheid van de buitenstroming. Dit blijkt duidelijk uit het asymptotische verloop van de snelheidsprofielen in fig.10 t/m 17 voor grote waarden van z .

Het feit dat voor conf.i \bar{u}_{\max} groter is dan de snelheid van de buitenstroming wordt, ofschoon bij conf.h niet waargenomen, wellicht veroorzaakt door een straal welke uit een gat treedt van de bij conf.h en i toegepaste gatenplank.

De ongecorrigeerde hoogte z is steeds dimensieloos gemaakt met de hoogte H van de windtunnelmeetplaats ($H=600\text{mm}$), en $z-d$ met $H-d$.

Gecontroleerd voor alle configuraties is of deze voldeden aan de voorwaarde m.b.t. de oppervlakteruwheid; $Re_z > 70$; een voorwaarde waaraan voldaan moet zijn wil (2.2.19) kunnen worden toegepast.

De voor alle configuraties berekende waarden van Re_z staan vermeld in tab.14. Er blijkt dat zelfs conf.c, de configuratie zonder voorland, nog voldoet aan de voorwaarde $Re_{z_0} > 70$.



M.b.v. de tweede in paragraaf 4.3. beschreven methode ter bepaling van de schaalfactor is voor alle configuraties de schaalfactor bepaald.

De berekende schaalfactoren zijn vermeld in tab.15.

In fig.10 t/m 17 (snelheidsprofielen) en fig.35 t/m 42 (turbulentie-intensiteitsprofielen) zijn voorts nog de hoogten van barrière, wervelopwekkers en oppervlakteruwheden aangegeven. Definieert men de grenslaagdikte bijv. als de hoogte waarop de snelheid 99% bedraagt van de snelheid van de buitenstroming dan is deze eventueel ook nog in de diverse figuren aan te geven



6. Bespreking van de meetresultaten

Besproken worden nu achtereenvolgens de meetresultaten van al die combinaties van configuraties waarbij er slechts één verschil tussen de configuraties in een combinatie bestaat. Bij alle te bespreken combinaties, met uitzondering van de combinatie van conf.a en b, betreft dit verschil één verschillende component in elk der configuraties.

Uit fig.10 t/m 17 blijkt direct dat voor alle configuraties de grenslaagdikte bij goede benadering gelijk is. Generaliserend wordt daarom in het vervolg wel gesproken over gedeelten van de grenslaag.

Uit fig.27 t/m 34 blijkt dat niet slechts de grenslaagdikte maar dat ook, zij het in mindere mate, de lokatie van boven- en ondergrens van de "constant-stress layer" voor de diverse configuraties bij goede benadering gelijk is.

Fig.27 t/m 34 blijven hiermee besproken.

Door de meetresultaten behorende bij conf.a en b te combineren kan iets worden opgemerkt over het effect van een verandering van de plaats van meting in dwarsrichting, bij toepassing van het dichte muurtje, de korte "haaievinnen" en de enkele ruwheidsconcentratie.

Fig.10, waarin het verloop van de gemiddelde snelheid met de (ongecorrigeerde) hoogte is weergegeven bevat dus informatie over de snelheidsverdeling in de verticale richting en de dwarsrichting van de windtunnelmeetplaats, bij toepassing van het dichte muurtje, de korte "haaievinnen" en de enkele ruwheidsconcentratie. Zoals te verwachten was geeft conf.b een geringer impulsverlies te zien dan conf.a. Dit verschil, dat gering is, strekt zich over een groot gedeelte van de grenslaag uit.

Uit het verloop van de turbulentie-intensiteit met de (ongecorrigeerde) hoogte (zie fig.35) blijkt dat de turbulentie-intensiteit van conf.b over vrijwel de gehele grenslaag kleiner



is dan die van conf.a. Ook hier echter is het verschil steeds klein.

Door de meetresultaten van conf.a,c en d te combineren kan iets worden opgemerkt over het effect van een verandering van de ruwheidsconcentratie bij toepassing van het dichte muurtje en de korte "haaievinnen".

Uit het verloop van de gemiddelde snelheid met de hoogte (zie fig.11) blijkt voor de hier beschouwde ruwheidsconcentraties dat naarmate het oppervlak ruwer is, het impulsverlies groter is. De verandering van het impulsverlies bij verandering van de oppervlakteruwheid strekt zich over een aanzienlijk gedeelte van de grenslaag uit.

Uit het verloop van de turbulentie-intensiteit met de hoogte (zie fig.36) blijkt voor de hier beschouwde ruwheidsconcentraties dat naarmate het oppervlak ruwer is de turbulentie-intensiteit voor $\frac{z}{H} < 0,4$ groter is. Merkwaardig is dat voor $\frac{z}{H} > 0,4$ juist het omgekeerde het geval is.

Door de meetresultaten van conf.a en e te combineren kan iets worden opgemerkt over het effect van de vervanging van de korte door de lange "haaievinnen" bij toepassing van het dichte muurtje en de enkele ruwheidsconcentratie.

Uit het verloop van de snelheid met de hoogte (zie fig.12) blijkt dat hier het impulsverlies groter wordt over een groot gedeelte van de grenslaag bij vervanging van de korte door de lange "haaievinnen". Dit verschil in impulsverlies beperkt zich voornamelijk tot het bovenste gedeelte van de grenslaag.

Uit het verloop van de turbulentie-intensiteit met de hoogte (zie fig.37) blijkt dat hier de turbulentie-intensiteit voor $\frac{z}{H} < 0,4$ bij vervanging van de korte door de lange "haaievinnen" kleiner wordt en dat voor $\frac{z}{H} > 0,4$ de turbulentie-intensiteit voor beide configuraties vrijwel gelijk is.

Door de meetresultaten van conf.d en f te combineren kan iets worden opgemerkt over het effect van de vervanging van de korte



door de lange "haaievinnen", bij toepassing van het dichte muurtje en de dubbele ruwheidsconcentratie.

Uit het verloop van de snelheid met de hoogte (zie fig.13) blijkt dat hier het impulsverlies over het onderste gedeelte van de grenslaag, bij toepassing van de korte "haaievinnen", groter is dan bij toepassing van de lange "haaievinnen". Voor het bovenste gedeelte van de grenslaag geldt juist het omgekeerde.

Uit het verloop van de turbulentie-intensiteit met de hoogte (zie fig.38) blijkt dat bij toepassing van de korte "haaievinnen" de turbulentie-intensiteit voor $\frac{z}{H} < \sim 0,4$ aanzienlijk groter is dan bij toepassing van de lange "haaievinnen". Zeer groot is wel de turbulentie-intensiteit in het laagste meetpunt van conf.d. Merkwaardigerwijs is voor $\frac{z}{H} > \sim 0,4$ het verloop van de turbulentie-intensiteit voor beide configuraties weer vrijwel gelijk.

Door de meetresultaten van conf.e en f te combineren kan iets worden opgemerkt over het effect van de vervanging van de enkele door de dubbele ruwheidsconcentratie, bij toepassing van het dichte muurtje en de lange "haaievinnen".

Uit het verloop van de snelheid met de hoogte (zie fig.14) blijkt zoals te verwachten was dat in het geval van de dubbele ruwheidsconcentratie het impulsverlies het grootst is. Deze vergroting van het impulsverlies beperkt zich echter slechts tot het onderste gedeelte van de grenslaag.

Uit het verloop van de turbulentie-intensiteit met de hoogte (zie fig.39) blijkt dat de turbulentie-intensiteit voor beide configuraties, met uitzondering van het onderste gedeelte van de grenslaag, over vrijwel de gehele grenslaag hetzelfde verloop vertoont. In het onderste gedeelte van de grenslaag is de turbulentie-intensiteit hier in het geval van de dubbele ruwheidsconcentratie veel groter dan in het geval van de enkele ruwheidsconcentratie. Een verschil dat hiermee dus optreedt tussen de combinatie van conf.e en f enerzijds en de combinatie van conf.a, c en d anderzijds is dat de invloed van de ver-



vangung van de enkele door de dubbele ruwheidsconcentratie op het verloop met de hoogte van zowel de gemiddelde snelheid als de turbulentie-intensiteit zich bij de laatste combinatie over een veel groter gedeelte van de grenslaag uitstrekt dan bij de eerste combinatie.

Door de meetresultaten van conf.e en g te combineren kan iets worden opgemerkt over het effect van de vervanging van het dichte door het geperforeerde muurtje, bij toepassing van de lange "haaievinnen" en de enkele ruwheidsconcentratie.

Uit het verloop van de snelheid met de hoogte (zie fig.15) blijkt dat, zoals te verwachten was, het impulsverlies bij toepassing van het geperforeerde muurtje kleiner is dan bij toepassing van het dichte muurtje. Dit verschil in impulsverlies strekt zich over een groot gedeelte van de grenslaag uit.

Uit het verloop van de turbulentie-intensiteit met de hoogte (zie fig.40) blijkt dat hier in tegenstelling tot wat men zou verwachten, in het geval van het geperforeerde muurtje de turbulentie-intensiteit over vrijwel de gehele grenslaag kleiner is dan in het geval van het dichte muurtje.

Zowel fig.15 als fig.40 geven voor conf.g ondanks de toepassing van het geperforeerde muurtje geen onregelmatig verloop van de meetresultaten te zien.

Door de meetresultaten van conf.a, e en h te combineren kan iets worden opgemerkt over het effect van de vervanging van de "haaievinnen" (zowel de lange als de korte) én het dichte muurtje door de gatenplank, bij toepassing van de enkele ruwheidsconcentratie.

Uit het verloop van de snelheid met de hoogte (zie fig.16) blijkt dat bij toepassing van de gatenplank i.p.v. het dichte muurtje en de "haaievinnen" het impulsverlies over vrijwel de gehele grenslaag veel groter is dan bij conf.a en e.

Het verloop van de snelheid met de hoogte blijkt in het geval van de gatenplank onregelmatig te zijn. In fig.16 is voor conf.h een kromme getekend die zo goed mogelijk bij de grillige meet-



resultaten aansluit. In fig.25, 33 en 41 is dit niet gedaan. Uit het verloop van de turbulentie-intensiteit met de hoogte (zie fig.41) blijkt dat hier de turbulentie-intensiteit bij toepassing van de gatenplank over de gehele grenslaag ongeveer een factor twee groter is dan bij conf.a en e.

Door tenslotte de meetresultaten van conf.d, f en i te combineren kan iets worden opgemerkt over het effect van de vervanging van de "haaievinnen" (weer zowel de korte als de lange) én het dichte muurtje door de gatenplank, bij toepassing van de dubbele ruwheidsconcentratie.

Uit het verloop van de snelheid met de hoogte (zie fig.17) blijkt in analogie met de voorgaande combinatie dat bij toepassing van de gatenplank er over de gehele grenslaag een groter impulsverlies optreedt dan bij conf.d en f.

In fig.17 is voor conf.h in analogie met conf.i een kromme getekend die zo goed mogelijk bij de grillige meetresultaten aansluit. In fig.26, 34 en 42 is dit weer niet gedaan.

Uit het verloop van de turbulentie-intensiteit met de hoogte (zie fig.42) blijkt ook hier bij toepassing van de gatenplank de turbulentie-intensiteit over de gehele grenslaag veel groter te zijn dan in het geval van conf.d en f.

Bij conf.h en i zijn de ronde gaten in de gatenplank de oorzaak van het onregelmatige verloop van de gemiddelde snelheid en de turbulentie-intensiteit met de hoogte. Uit de gaten treden stralen waarvan de invloed in de meetresultaten is terug te vinden.

Indien de betekenis van de in lit.3 gebruikte ruwheidslengte dezelfde is als die in (2.2.19) dan blijkt uit fig.43 en in nog sterkere mate uit fig.44 dat de overeenkomst tussen de in de windtunnel gesimuleerde grenslaag en de atmosferische gegevens niet goed is voor wat betreft het verloop met de de hoogte van de turbulentie-intensiteit $\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}}$.



De hoogten van het dichte muurtje, het geperforeerde muurtje, de gatenplank, de korte "haaienvinnen", de lange "haaienvinnen", en de oppervlakteruwheden kunnen in geen der gevallen worden teruggevonden in het verloop van de gemiddelde snelheid en de turbulentie-intensiteit met de hoogte.



7. Conclusies

Vele voor de hand liggende conclusies kunnen door de lezer zelf worden getrokken uit de feiten welke in hoofdstuk 6. zijn opgesomd bij de systematische bespreking van de diverse combinaties van configuraties.

Een belangrijke conclusie die uit de uitgewerkte meetresultaten m.b.t. het voorland kan worden getrokken is dat dit met uitzondering van conf.c en g voor alle configuraties, t.g.v. te grote oppervlakteruwheden, nog te ruw is voor de simulatie van de atmosferische grenslaag behorende bij een stedelijk terrein met zeer hoge gebouwen.

Voor wat de schaalfactor betreft kan nog worden herhaald dat deze voor alle turbulente grenslagen nauwkeurig kan worden bepaald uit het gemeten verloop van de gemiddelde snelheid met de hoogte omdat de logaritmische wandwet, welke de werkelijkheid goed weergeeft, op nauwkeurige (en bovendien eenvoudige) wijze kan worden gebruikt voor deze bepaling.



8. Suggesties voor verder onderzoek

Bij verder onderzoek is het wellicht van belang om bij traver-
seren kleinere stapgrootten toe te passen. Vergroting van het
aantal meetpunten maakt het kiezen van de steunpunten; d.w.z.
het lokaliseren van de "constant-stress layer" steeds minder
subjectief. De bedoelde subjectiviteit kan nog verder worden
beperkt door de kleinste kwadratenmethode toe te passen bij
de bepaling van de steunpunten.

Aandacht moet bij alle verdere onderzoeken blijven worden ge-
schonken aan het vinden van die atmosferische gegevens welke
het best bij het onderzoek passen.

Voor meer informatie t.b.v. een verfijning van het onderzoek
kan worden verwezen naar lit.6.

Bij het in lit.6 beschreven onderzoek wordt niet slechts het
verloop van de gemiddelde snelheid en de turbulentie-intensi-
teit $\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}}$ met de hoogte gesimuleerd, maar ook het verloop van
de turbulentie-intensiteiten $\frac{\sqrt{v'^2}}{\bar{u}}$ en $\frac{\sqrt{w'^2}}{\bar{u}}$ met de hoogte, het
verloop van de turbulente spanningen met de hoogte en het ver-
mogenspectrum.

Speciale aandacht uit het onderzoek beschreven in lit.6 ver-
dient de daar toegepaste techniek van inblazen in de stroming
op enige afstand stroomopwaarts van het voorland. Het grote
voordeel van deze inblazing blijkt te zijn een verdere ver-
kleining van de schaalfactor.

De tweede genoemde auteur van lit.6 (Ooms) is in 1978 benoemd
als gewoon hoogleraar in de vakgroep stromingsleer van de af-
deling der Werktuigbouwkunde van de Technische Hogeschool Delft.
Genoemd auteur houdt zich daar samen met enkele medewerkers
bezig met problemen welke van direct belang zijn voor de simu-
latie van de atmosferische grenslaag in een windtunnel. Indien
daar behoefte aan bestaat is genoemd auteur misschien wel be-
reid tot enige samenwerking op dit gebied.



9. Literatuur

1. Lumley, J.L. A first Course in Turbulence,
 Tennekes, H. The M.I.T. Press,
 Massachusetts, 1980.

2. Schlichting, H. Boundary-Layer Theory,
 McGraw-Hill,
 New York, 1979.

3. an. Characteristics of the Wind Speed in
 the lower Layers of the Atmosphere
 near the Ground: strong Winds (neutral
 Atmosphere),
 E.S.D. Item No.72026,
 Engineering Sciences Data Unit,
 London, 1974.

4. Harris, R.I. The Nature of the Wind,
 Paper No.3, Proceedings C.I.R.I.A.
 seminar on the modern design of wind-
 sensitive structures,
 Construction Industry Research and
 Information Association,
 London, 1970.

5. Cook, N.J. Wind Tunnel Simulation of the adiabatic
 atmospheric Boundary-Layer by Roughness,
 Barrier and Mixing-device Methods,
 Journal of Industrial Aerodynamics,3:
 157-176, 1977.

6. van Maanen, H.R.E. Atmospheric Boundary-Layer Simulation
 Ooms, G. in a Wind Tunnel, using Air Injection,
 Sluman, T.J. Applied Scientific Research 36: 289-307,
 1980.



7. Terleth, D.C.

Simulatie van de neutrale atmosferische
Grenslaag in de Modeltunnel,
Memorandum AI-80-020,
Nationaal Lucht- en Ruimtevaart-
laboratorium,
Amsterdam, 1980.

8. Bakker, M.

Voortzetting van het Onderzoek naar
Simulatie van de neutrale atmosferische
Grenslaag in de Modeltunnel,
Memorandum AI-81-002,
Nationaal Lucht- en Ruimtevaart-
laboratorium,
Amsterdam, 1981.



tab.1: Enige "oorspronkelijke meetresultaten" verkregen uit fig.3.a,lit.6 (conf.B_{*}).

h=9,4mm	
z mm	\bar{u} m/sec
16,4	5,00
25,2	6,41
36,7	7,75
59,1	9,00
106,4	10,63
176,8	11,88



tab.2: Meetresultaten conf.a.

H=600mm $\bar{u}_{\max}=19,6508\text{m/sec}$				
z mm	$\frac{z}{H}$	\bar{u} m/sec	$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{\max}}$	$\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}}$ %
51	0,0850	9,7927	0,4983	25,75
71	0,1183	10,7655	0,5478	24,80
91	0,1517	11,4430	0,5823	25,13
111	0,1850	12,3123	0,6266	22,93
131	0,2183	13,1927	0,6714	21,82
151	0,2517	14,2057	0,7229	19,63
171	0,2850	14,6567	0,7459	19,12
191	0,3183	15,7589	0,8019	17,19
211	0,3517	16,4938	0,8393	15,77
241	0,4017	17,4342	0,8872	12,51
271	0,4517	18,4880	0,9408	8,75
301	0,5017	18,9463	0,9641	7,17
331	0,5517	19,3689	0,9857	4,13
371	0,6183	19,4795	0,9913	2,65
411	0,6850	19,5839	0,9966	1,69
431	0,7183	19,6084	0,9978	1,65
451	0,7517	19,6508	1,0000	1,64



tab.3: Meetresultaten conf.b.

H=600mm $\bar{u}_{\max} = 19,5261 \text{ m/sec}$				
z mm	$\frac{z}{H}$	\bar{u} m/sec	$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{\max}}$	$\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}}$ %
51	0,0850	10,6609	0,5460	24,97
71	0,1183	10,8694	0,5567	26,27
91	0,1517	11,9691	0,6130	24,56
111	0,1850	12,7666	0,6538	22,79
131	0,2183	13,6889	0,7011	20,84
151	0,2517	14,5722	0,7463	19,74
171	0,2850	15,4836	0,7930	16,64
191	0,3183	16,1687	0,8281	16,07
211	0,3517	17,0414	0,8727	13,51
241	0,4017	17,9439	0,9190	11,17
271	0,4517	18,6871	0,9570	7,70
301	0,5017	19,1184	0,9791	5,48
331	0,5517	19,2829	0,9875	4,13
361	0,6017	19,4042	0,9938	2,42
391	0,6517	19,4507	0,9961	2,03
421	0,7017	19,4906	0,9982	1,84
451	0,7517	19,5261	1,0000	1,50



tab.4: Meetresultaten conf.c.

H=600mm $\bar{u}_{\max} = 19,5995 \text{ m/sec}$				
z mm	$\frac{z}{H}$	\bar{u} m/sec	$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{\max}}$	$\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}}$ %
51	0,0850	12,1422	0,6195	19,81
71	0,1183	12,4726	0,6364	19,96
91	0,1517	13,2188	0,6744	19,54
111	0,1850	13,3991	0,6836	20,05
131	0,2183	14,1864	0,7238	19,22
151	0,2517	15,0661	0,7687	18,46
171	0,2850	15,4405	0,7878	17,70
191	0,3183	16,2004	0,8266	16,73
211	0,3517	16,8336	0,8589	15,59
241	0,4017	17,7777	0,9070	12,69
271	0,4517	18,6077	0,9494	8,86
301	0,5017	18,8617	0,9624	8,12
331	0,5517	19,1950	0,9794	5,33
361	0,6017	19,4020	0,9899	3,48
391	0,6517	19,4684	0,9933	2,31
421	0,7017	19,4750	0,9936	2,54
451	0,7517	19,5995	1,0000	2,15



tab.5: Meetresultaten conf.d

H=600mm $\bar{u}_{\max} 20,02\text{m/sec}$				
z mm	$\frac{z}{H}$	\bar{u} m/sec	$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{\max}}$	$\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}}$ %
57	0,0950	7,25	0,3621	49,7
77	0,1283	8,78	0,4386	29,4
97	0,1617	9,95	0,4970	32,6
117	0,1950	10,88	0,5435	30,8
137	0,2283	11,91	0,5949	27,8
157	0,2617	13,09	0,6538	25,9
177	0,2950	14,39	0,7188	23,1
197	0,3283	15,46	0,7722	19,9
227	0,3783	17,16	0,8571	14,6
257	0,4283	18,49	0,9236	9,8
287	0,4783	19,29	0,9635	5,9
317	0,5283	19,60	0,9790	3,8
357	0,5950	19,88	0,9930	2,4
397	0,6617	19,92	0,9950	1,9
437	0,7283	19,97	0,9975	1,7
457	0,7617	20,02	1,0000	1,6



tab.6: Meetresultaten conf.e.

H=600mm $\bar{u}_{\max}=20,3175\text{m/sec}$				
z mm	$\frac{z}{H}$	\bar{u} m/sec	$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{\max}}$	$\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}}$ %
51	0,0850	10,0721	0,4957	24,99
71	0,1183	11,0510	0,5439	23,91
91	0,1517	11,6863	0,5752	24,25
111	0,1850	12,7338	0,6267	22,08
131	0,2183	13,2138	0,6504	20,52
151	0,2517	14,1758	0,6977	18,13
171	0,2850	14,8195	0,7294	16,75
191	0,3183	15,3901	0,7575	15,94
211	0,3517	16,3044	0,8025	13,96
241	0,4017	17,2978	0,8514	11,92
271	0,4517	18,1870	0,8951	8,90
301	0,5017	19,0442	0,9373	6,58
331	0,5517	19,7066	0,9699	4,09
371	0,6183	20,1350	0,9910	2,19
411	0,6850	20,2718	0,9978	0,98
431	0,7183	20,3175	1,0000	1,49
451	0,7517	20,3175	1,0000	1,13



tab.7: Meetresultaten conf.f.

H=600mm $\bar{u}_{\max}=20,5936\text{m/sec}$				
z mm	$\frac{z}{H}$	\bar{u} m/sec	$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{\max}}$	$\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}}$ %
51	0,0850	9,1653	0,4451	30,77
71	0,1183	10,2123	0,4959	29,67
91	0,1517	11,2151	0,5446	26,77
111	0,1850	12,6523	0,6144	22,97
131	0,2183	13,5349	0,6572	20,67
151	0,2517	14,1758	0,6884	19,54
171	0,2850	14,9836	0,7276	17,18
191	0,3183	15,6907	0,7619	15,47
211	0,3517	16,5193	0,8022	13,08
241	0,4017	17,4200	0,8459	11,36
271	0,4517	18,5477	0,9007	7,62
301	0,5017	19,3071	0,9375	5,53
331	0,5517	19,9087	0,9667	3,92
371	0,6183	20,3404	0,9887	2,25
411	0,6850	20,5243	0,9966	1,12
431	0,7183	20,5474	0,9978	1,12
451	0,7517	20,5936	1,0000	0,97



tab.8: Meetresultaten conf.g.

H=600mm $\bar{u}_{\max}=19,8862\text{m/sec}$				
z mm	$\frac{z}{H}$	\bar{u} m/sec	$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{\max}}$	$\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}}$ %
51	0,0850	10,7860	0,5424	22,32
71	0,1183	11,5941	0,5830	20,74
91	0,1517	12,4421	0,6257	19,96
111	0,1850	13,5009	0,6789	18,64
131	0,2183	13,9831	0,7032	17,46
151	0,2517	15,0202	0,7553	14,37
171	0,2850	15,5775	0,7833	12,66
191	0,3183	16,1301	0,8111	10,85
211	0,3517	16,6967	0,8396	9,44
241	0,4017	17,4813	0,8791	7,14
271	0,4517	18,1450	0,9124	5,15
301	0,5017	18,6334	0,9370	4,53
331	0,5517	19,1972	0,9654	2,91
371	0,6183	19,6619	0,9887	1,14
411	0,6850	19,8187	0,9966	0,80
431	0,7183	19,8187	0,9966	0,98
451	0,7517	19,8862	1,0000	0,80



tab.9: Meetresultaten conf.h.

H=600mm $\bar{u}_{\max} = 15,5963 \text{ m/sec}$				
z mm	$\frac{z}{H}$	\bar{u} m/sec	$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{\max}}$	$\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}}$ %
y=0				
51	0,0850	3,3008	0,2116	50,52
71	0,1183	4,1324	0,2650	49,72
91	0,1517	4,3258	0,2774	46,70
111	0,1850	5,1005	0,3270	42,89
131	0,2183	5,4800	0,3514	41,49
151	0,2517	6,2701	0,4020	41,11
171	0,2850	6,9181	0,4436	35,51
191	0,3183	7,7239	0,4952	33,37
211	0,3517	9,4971	0,6089	25,30
241	0,4017	10,9179	0,7000	23,80
271	0,4517	12,7012	0,8144	14,93
301	0,5017	13,7061	0,8788	12,11
331	0,5517	14,8923	0,9549	6,50
371	0,6183	15,3342	0,9832	5,00
411	0,6850	15,5775	0,9988	3,20
431	0,7183	15,5963	1,0000	2,83
451	0,7517	15,5963	1,0000	2,90
y=-100mm				
111	0,1850	5,3298	0,3417	42,60
211	0,3517	9,6591	0,6193	27,23
301	0,5017	13,9309	0,8932	11,27
411	0,6850	15,5587	0,9976	4,36



tab.10: Meetresultaten conf.i.

$H=600\text{mm}$ $\bar{u}_{\text{max}}=15,5587\text{m/sec}$				
z mm	$\frac{z}{H}$	\bar{u} m/sec	$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_{\text{max}}}$	$\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}}$ %
51	0,0850	2,9403	0,1890	53,01
71	0,1183	3,5267	0,2267	52,12
91	0,1517	3,6431	0,2342	55,65
111	0,1850	4,6092	0,2962	45,60
131	0,2183	4,5837	0,2946	46,55
151	0,2517	6,1372	0,3945	37,62
171	0,2850	6,4887	0,4170	37,06
191	0,3183	7,7356	0,4972	30,26
211	0,3517	8,4496	0,5431	29,28
241	0,4017	9,8779	0,6349	25,58
271	0,4517	11,7017	0,7521	17,86
301	0,5017	12,7829	0,8216	14,63
331	0,5517	14,0355	0,9021	9,79
371	0,6183	15,5587	1,0000	4,60
411	0,6850	15,3342	0,9856	2,91
431	0,7183	15,3715	0,9880	2,57
451	0,7517	15,3901	0,9892	2,70

tab.11: Enige gegevens over de samenstelling van de configuraties.

volgorde van opstelling; gezien in stromingsrichting →							
conf.	gatenplank	barrière		wervelopwekkers		voorland	
		dicht muurtje	geperforeerd muurtje	korte "haaienvinnen"	lange "haaienvinnen"	enkele ruwheidsconcentratie	dubbele ruwheidsconcentratie
a		■		■		■	
b		■		■		■	
c		■		■			
d		■		■			■
e		■			■	■	
f		■			■		■
g			■		■	■	
h	■					■	
i	■						■



tab.12: Hoogten van de componenten.

component	hoogte mm
gatenplank	280
dicht muurtje	86
geperforeerd muurtje	86
korte "haaievinnen"	400
lange "haaievinnen"	500
oppervlakteruwheden (kubussen) enkele ruwheidsconcentratie	50
oppervlakteruwheden (kubussen) dubbele ruwheidsconcentratie	50

tab.13: Berekende waarden van de nulpuntsverschuiving en de ruwheidslengte.

conf.	d mm	z_0 mm
a	7,9	16,8
b	20,9	11,6
c	41,0	3,6
d	0	41,5
e	0	23,1
f	0	24,1
g	41,8	3,3
h	0	85,3
i	0	107,9

tab.14: Berekende waarden van het ruwheidsgetal van Reynolds.

$Re_{z_0} = \frac{u_\tau z_0}{\nu} \quad (2.2.13)$			
Om S.A.: $\nu = 1,4607 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{sec}$			
conf.	u_τ m/sec	z_0 mm	Re_{z_0}
a	2,6506	16,8	3049
b	2,4341	11,6	1933
c	1,7629	3,6	434
d	3,9901	41,5	11336
e	2,9609	23,1	4682
f	3,0587	24,1	5047
g	1,7166	3,3	388
h	4,3932	85,3	25655
i	5,0393	107,9	37225

tab.15: Berekende waarden van de schaalfactor.

H=600mm						
$\log(z_o)_{atm} = -1,56 \log\left(\frac{\delta_{log}}{z_o}\right)_{atm} + 2,95 \quad (4.3.9)$						
$X = \frac{(z_o)_{atm}}{(z_o)_{wt}} \quad (4.3.1)$						
conf.	$\left(\frac{\delta_{log} - d}{H - d}\right)_{wt}$	d_{wt} mm	$\left(\frac{\delta_{log}}{z_o}\right)_{wt} = \left(\frac{\delta_{log}}{z_o}\right)_{atm}$	$(z_o)_{atm}$ m	$(z_o)_{wt}$ mm	X
a	0,4950	7,9	17,92	9,88	16,8	588
b	0,4319	20,9	23,36	6,53	11,6	563
c	0,4651	41,0	83,61	0,89	3,6	247
d	0,4783	0	6,92	43,59	41,5	1050
e	0,5517	0	14,33	14,00	23,1	606
f	0,5017	0	12,49	17,35	24,1	720
g	0,5181	41,8	100,30	0,67	3,3	203
h	0,5517	0	3,88	107,50	85,3	1260
i	0,6183	0	3,44	129,71	107,9	1202

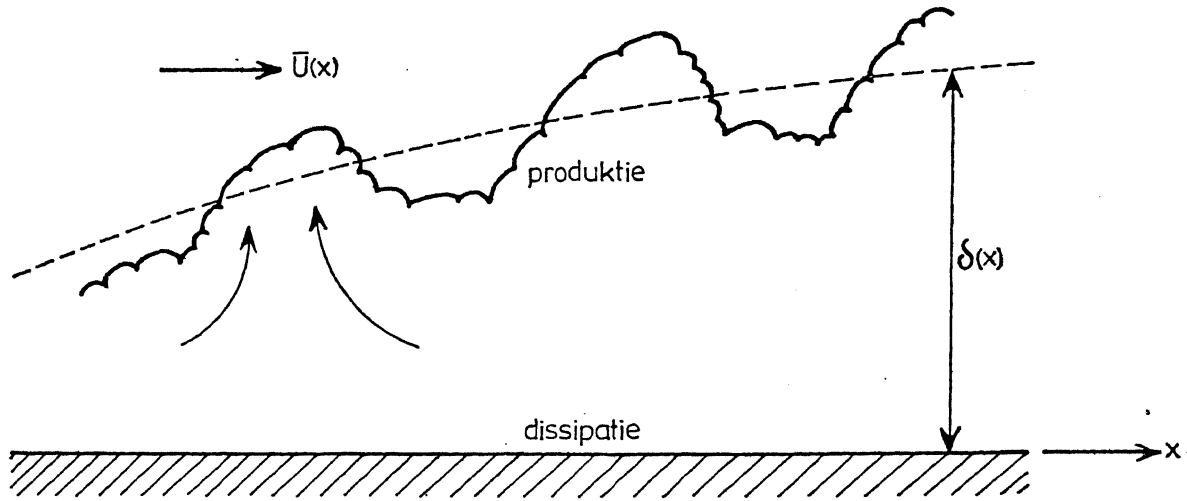


fig.1: Plaats van produktie en dissipatie van turbulente kinetische energie in een turbulente grenslaagstroming.

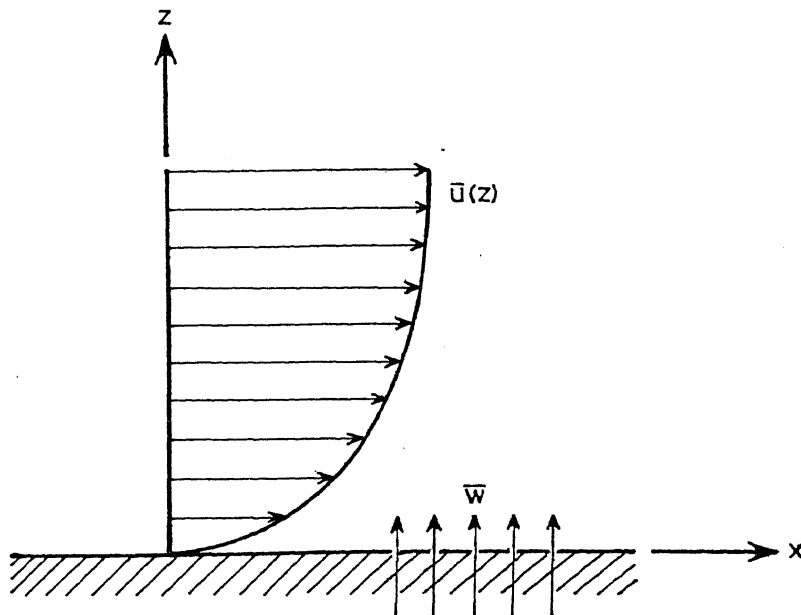


fig.2: Snelheidsprofiel van een stationaire, volledig ontwikkelde, turbulente grenslaagstroming langs een gladde, vlakke vaste wand.

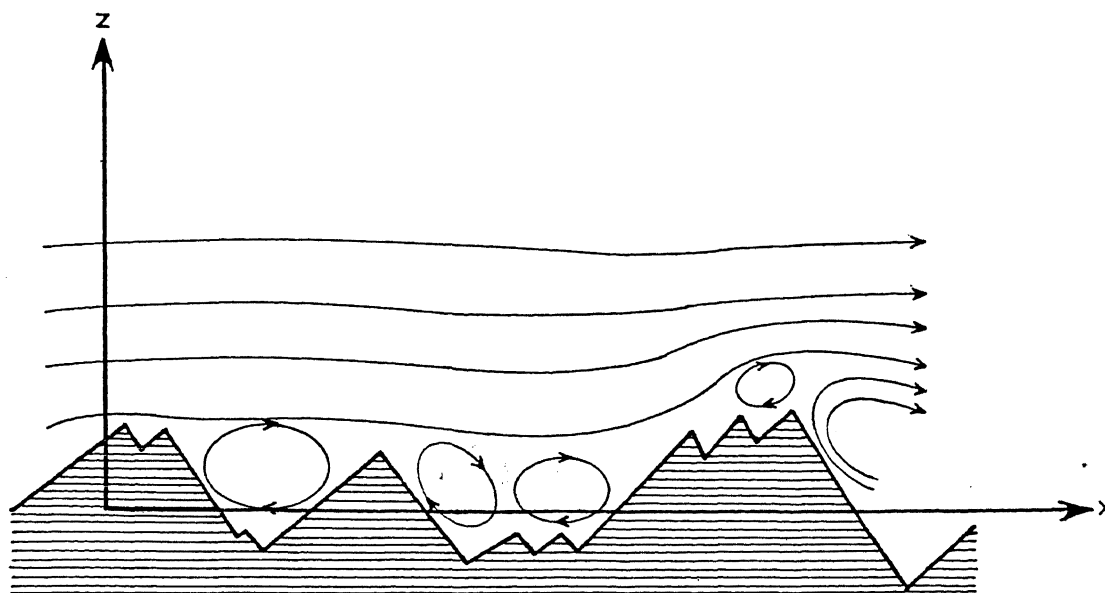


fig.3: Stroming over een ruw oppervlak.

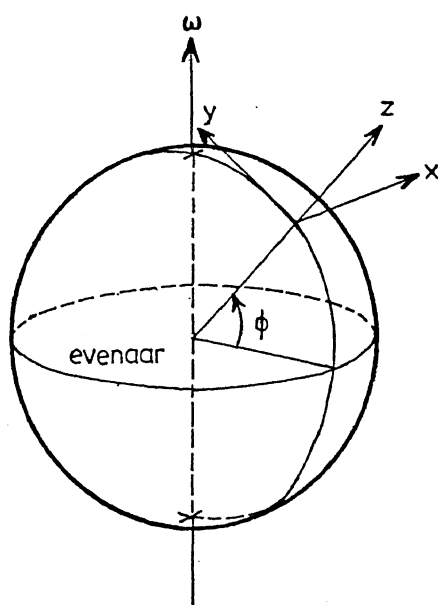


fig.4: Vast aan de aarde verbonden assenstelsel.

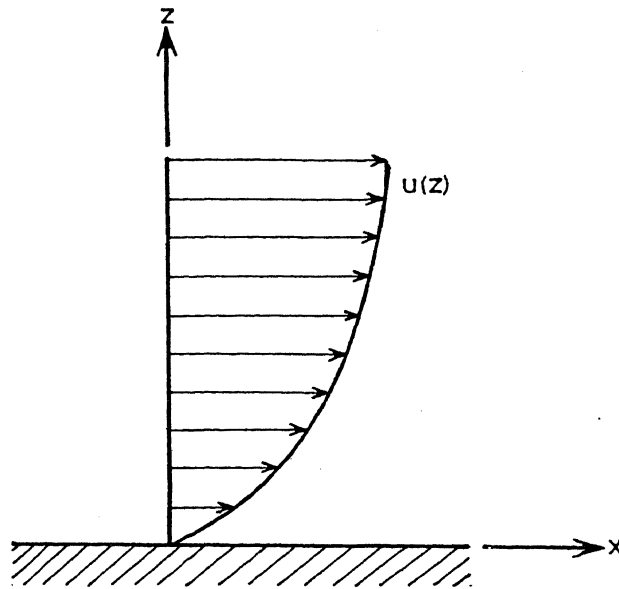


fig.5: Snelheidsprofiel van een laminaire grenslaagstroming.

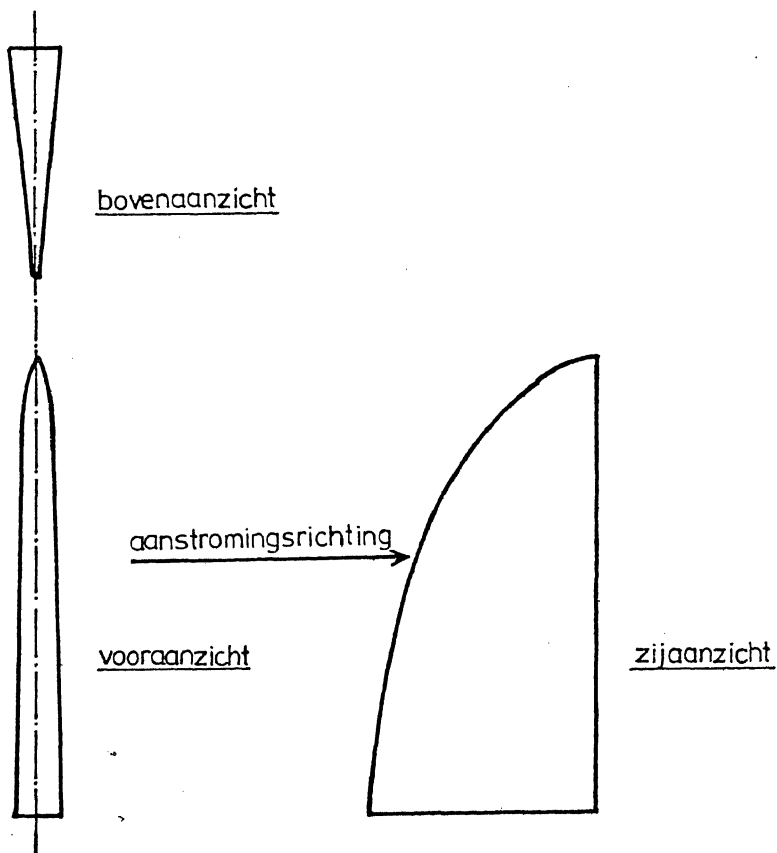


fig.6: Veel toegepast type wervelopwekker ("haaievin").

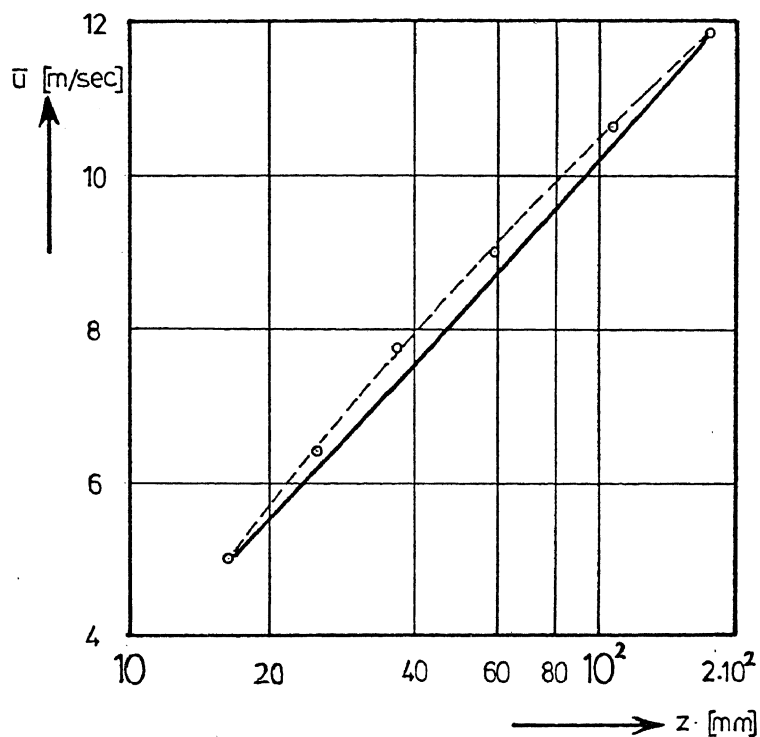


fig.7: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de ongecorrigeerde hoogte; "meetresultaten" uit tab.1.

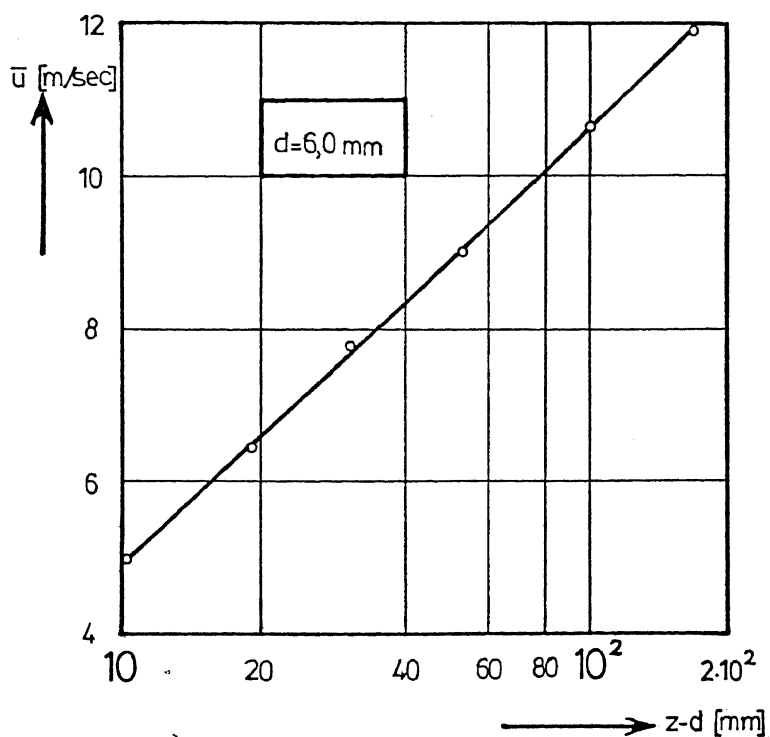


fig.8: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de gecorrigeerde hoogte; "meetresultaten" uit tab.1.

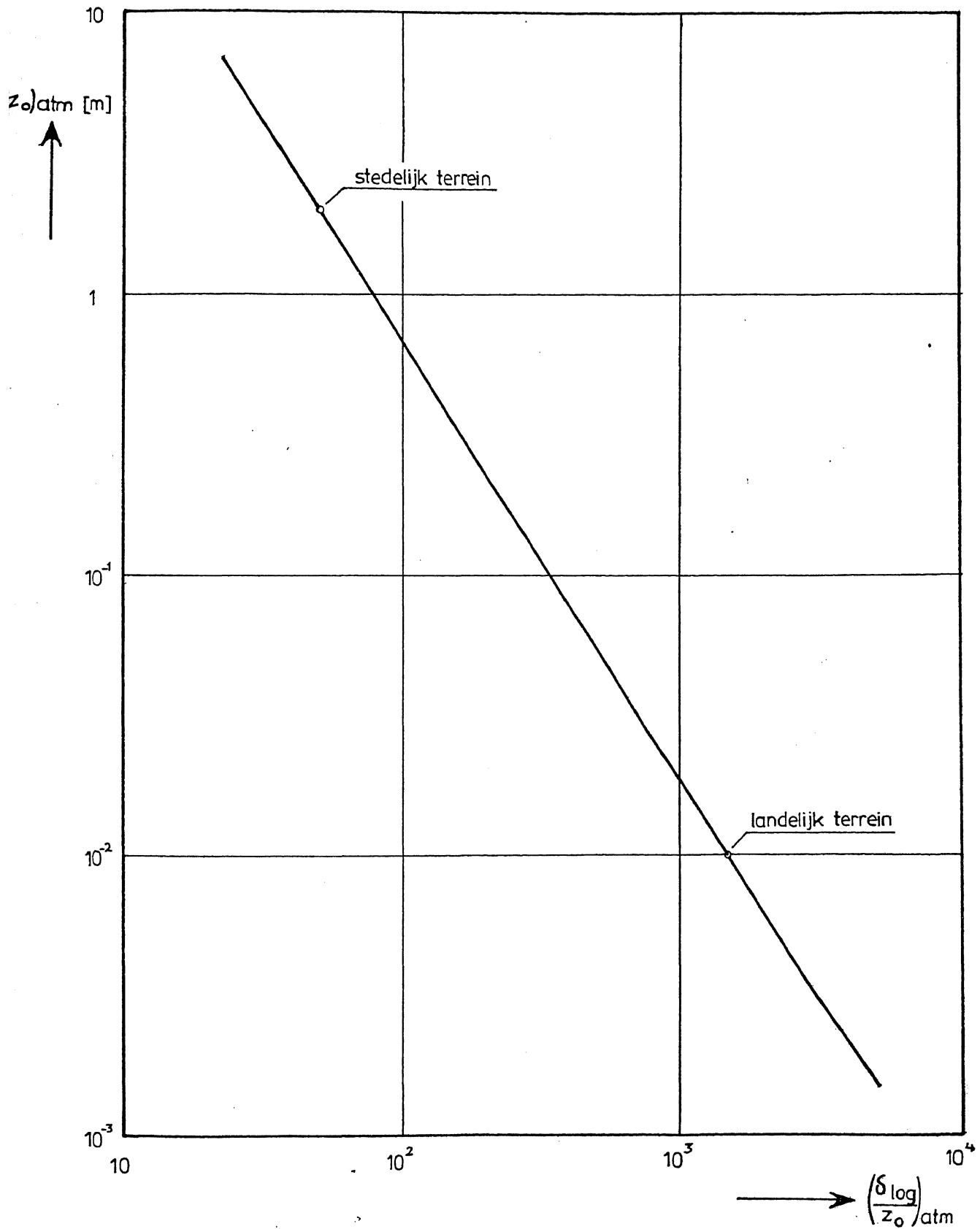


fig.9: Atmosferisch verband tussen de ruwheidslengte en de verhouding van de hoogte van de "constant-stress layer" en de ruwheidslengte.

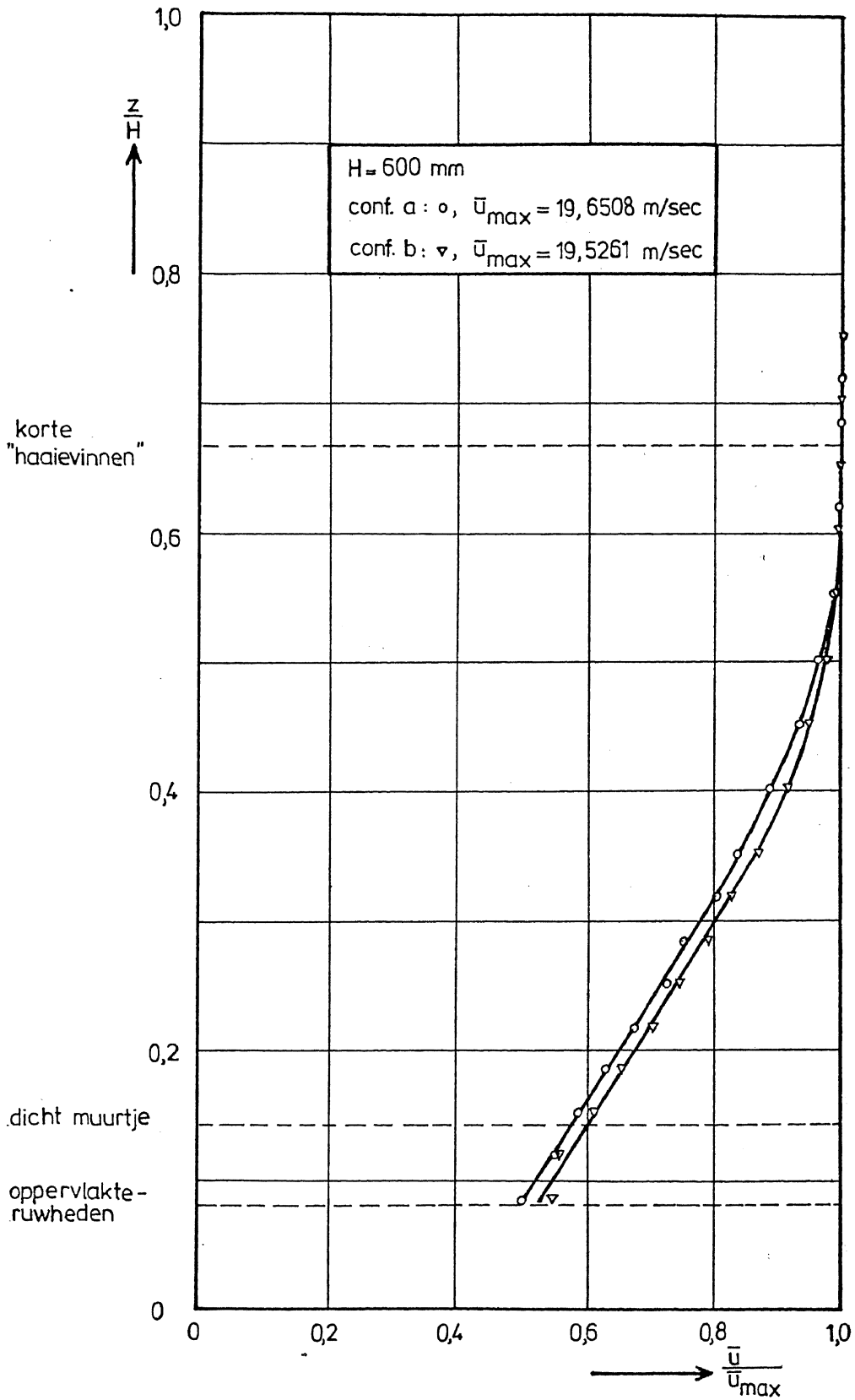


fig.10: Verloop van de gemiddelde snelheid met de ongecorrigeerde hoogte voor conf.a en b.

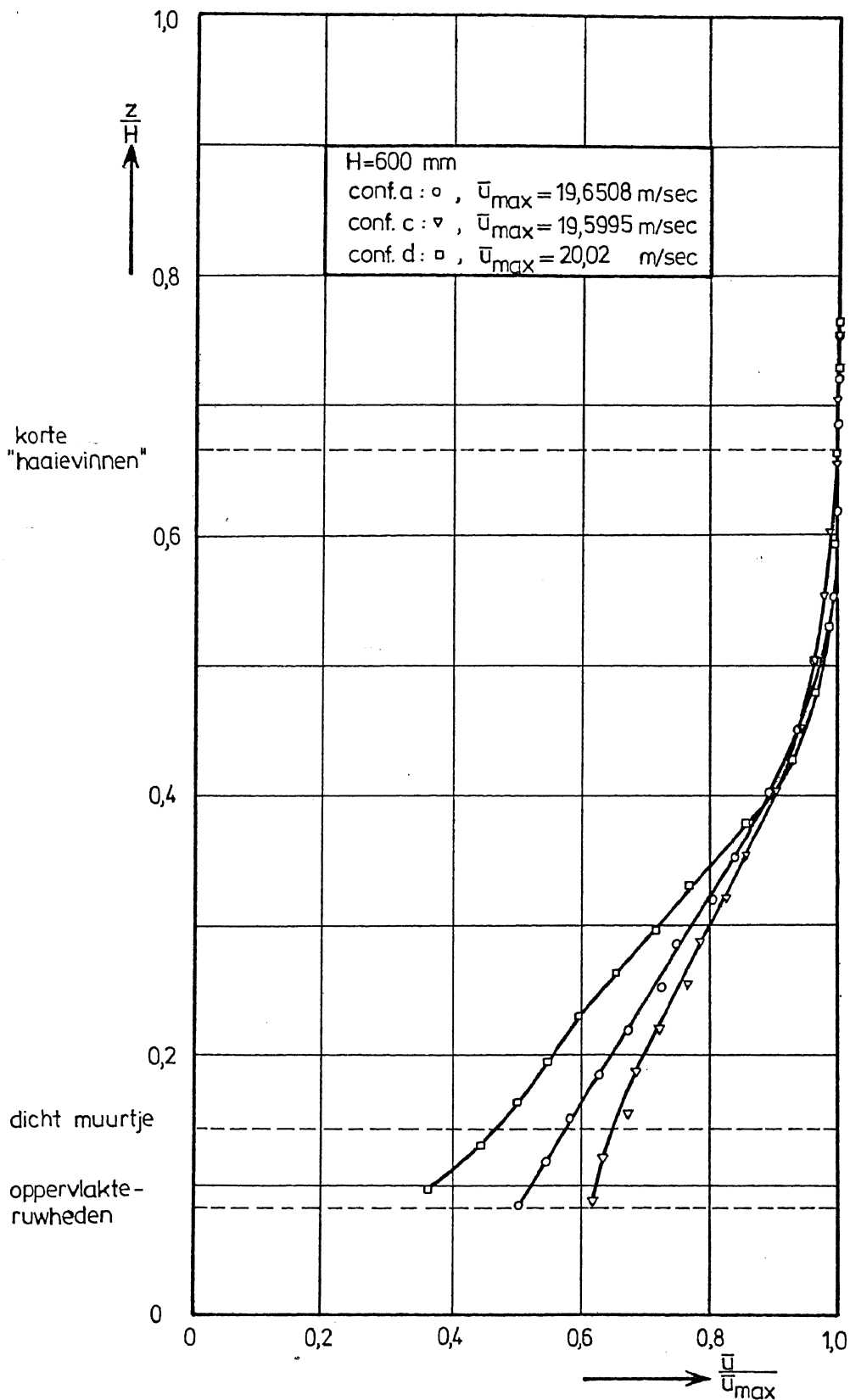


fig.11: Verloop van de gemiddelde snelheid met de ongecorrigeerde hoogte voor conf.a, c en d.

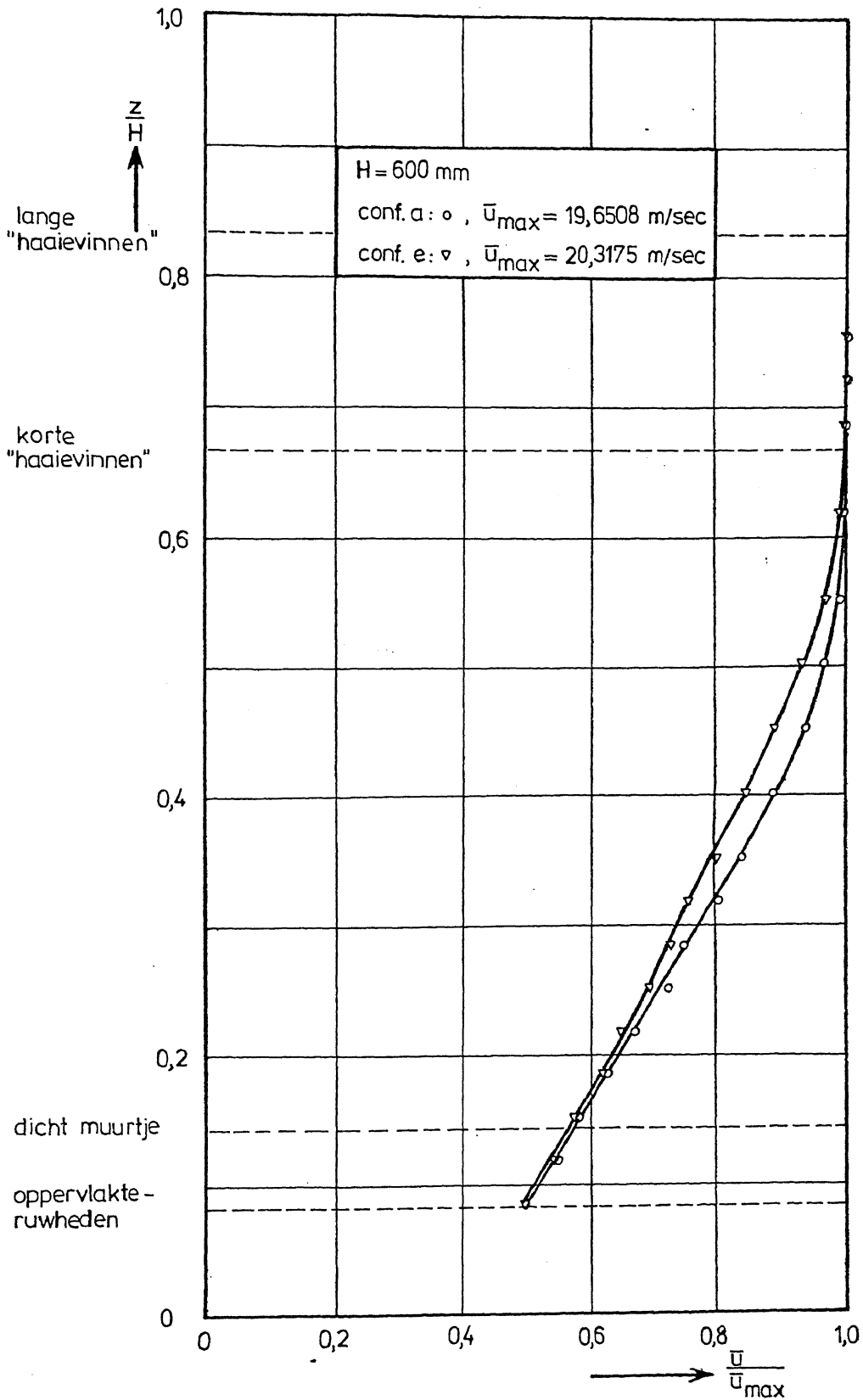


fig.12: Verloop van de gemiddelde snelheid met de ongecorrigeerde hoogte voor conf.a en e.

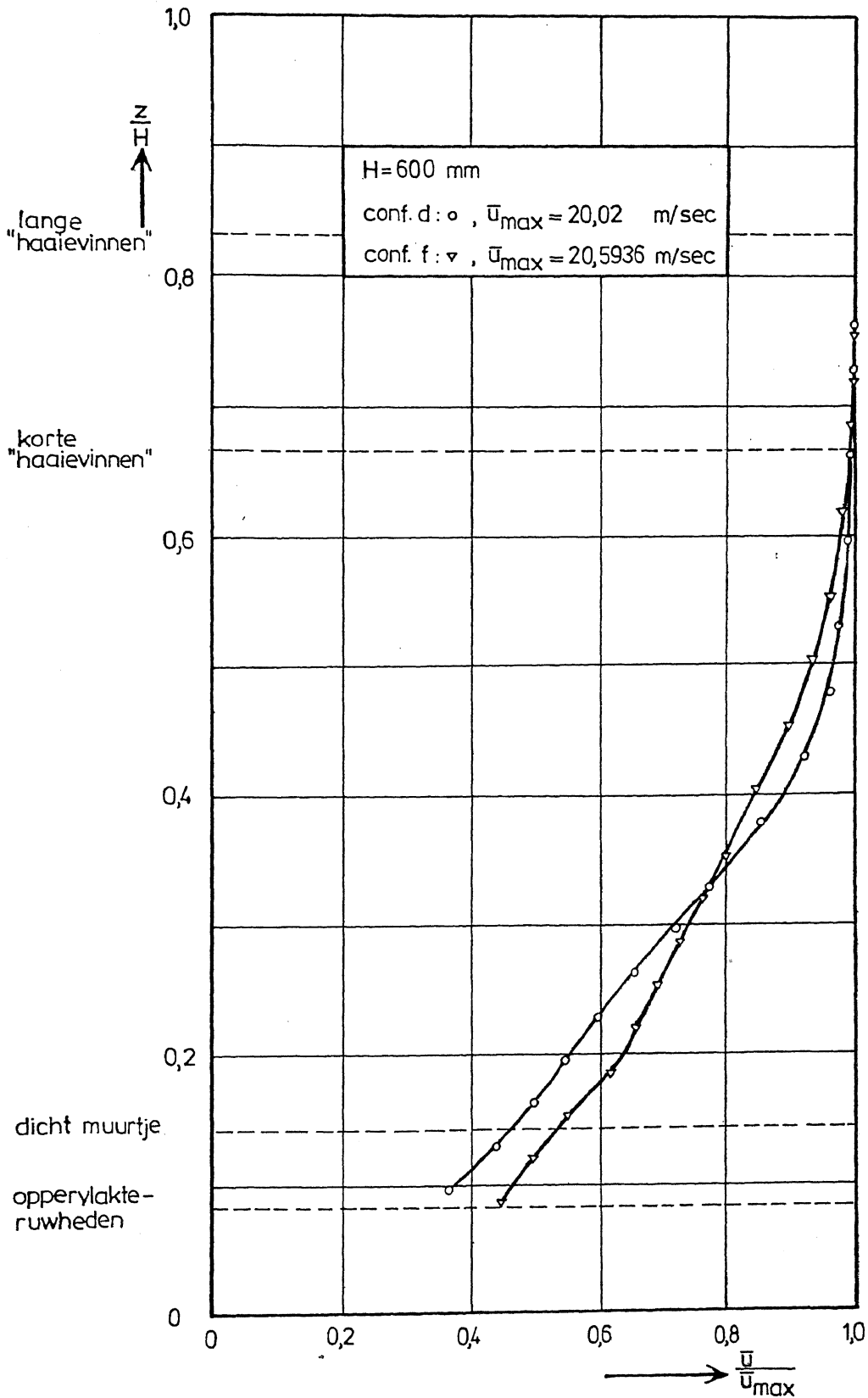


fig.13: Verloop van de gemiddelde snelheid met de ongecorrigeerde hoogte voor conf.d en f.

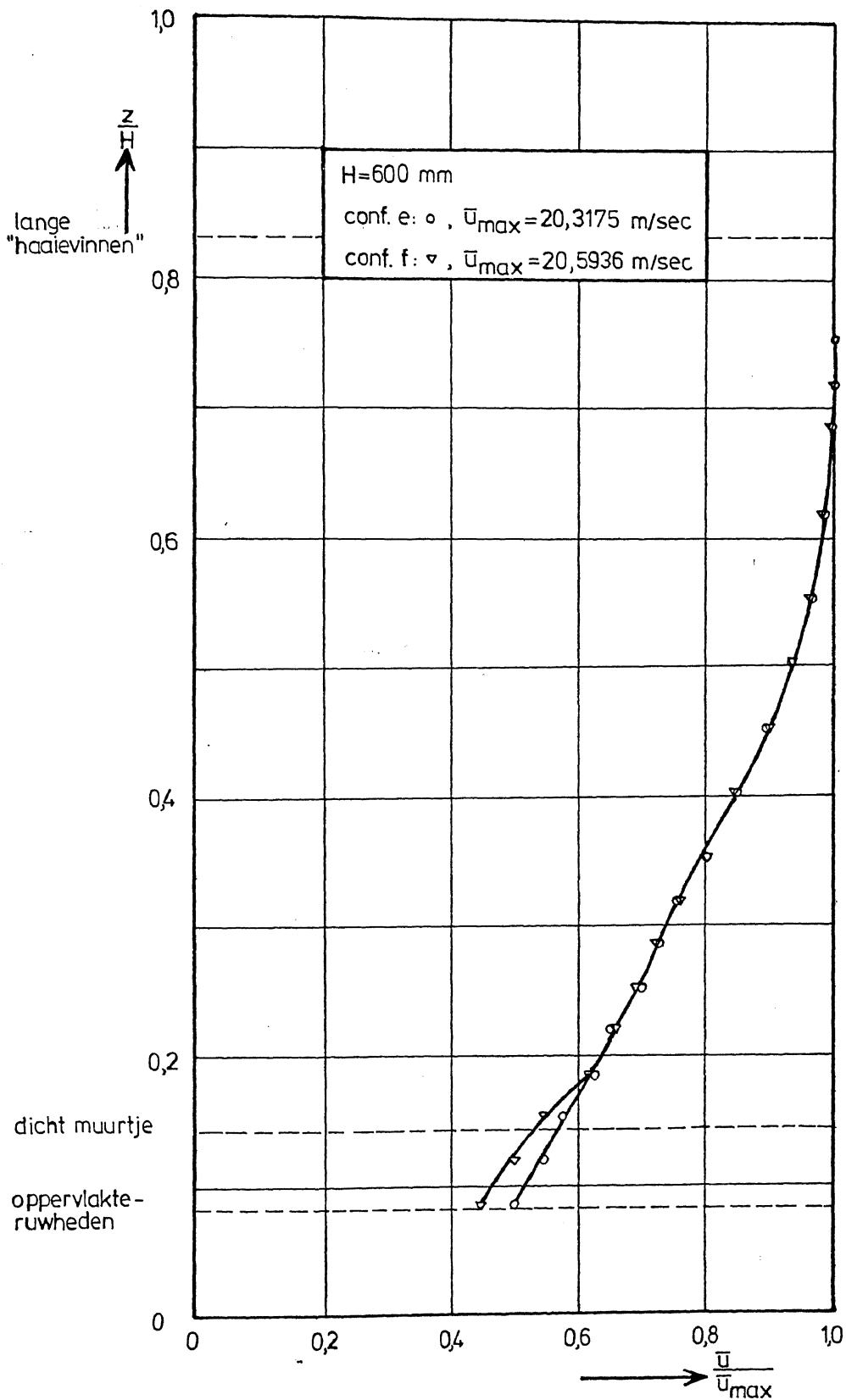


fig.14: Verloop van de gemiddelde snelheid met de ongecorrigeerde hoogte voor conf.e en f.

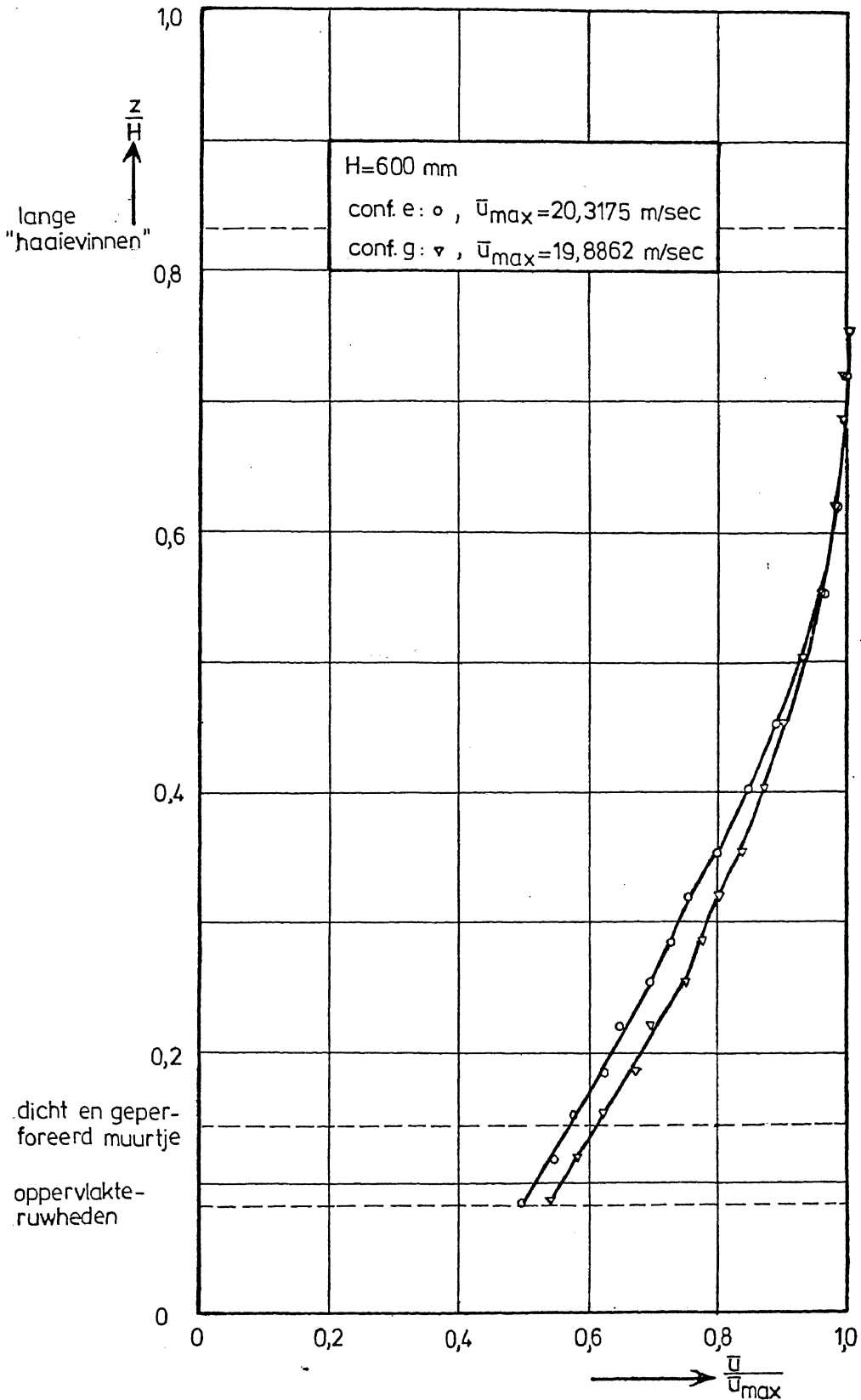


fig.15: Verloop van de gemiddelde snelheid met de ongecorrigeerde hoogte voor conf.e en g.

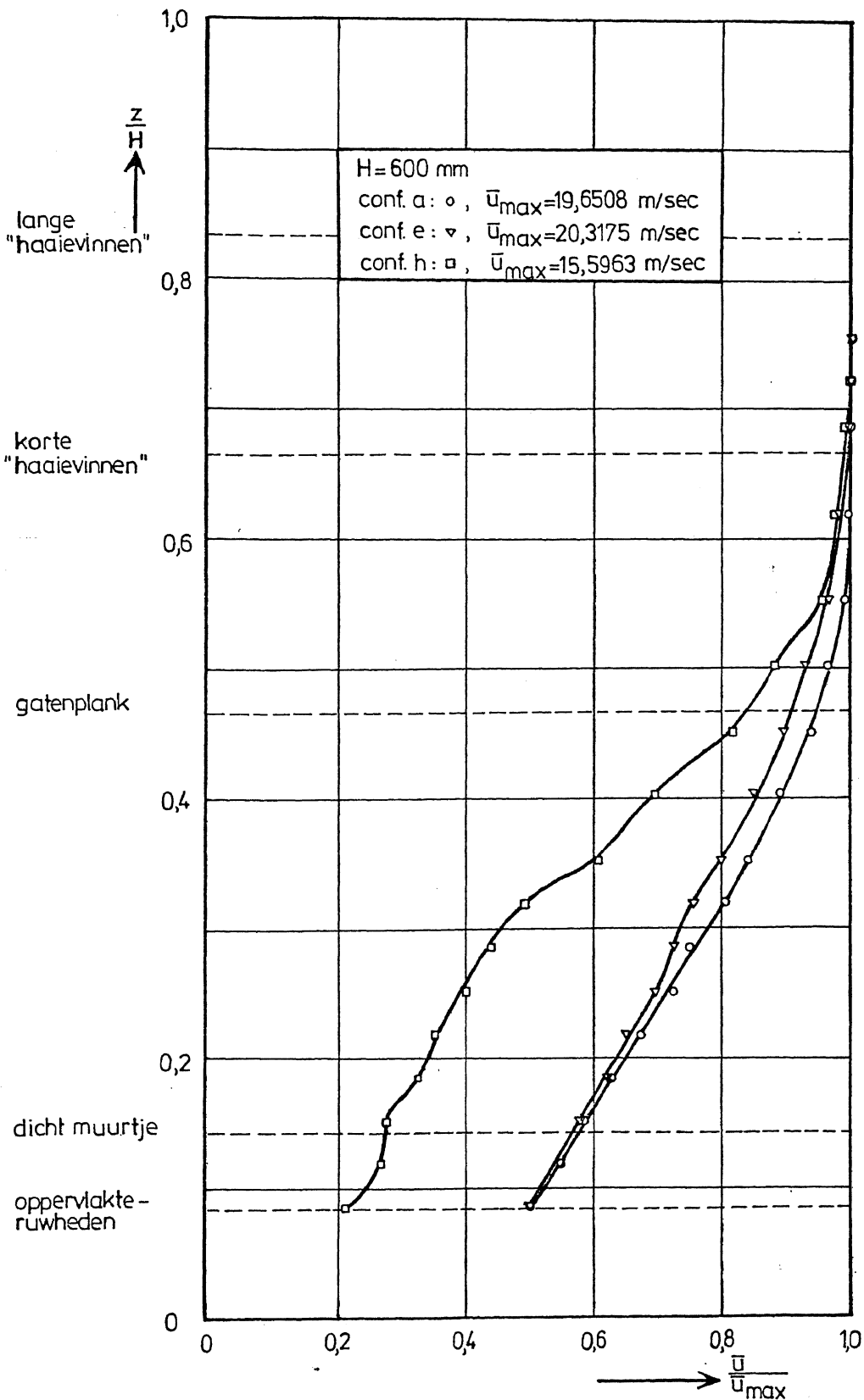


fig.16: Verloop van de gemiddelde snelheid met de ongecorrigeerde hoogte voor conf.a, e en h.

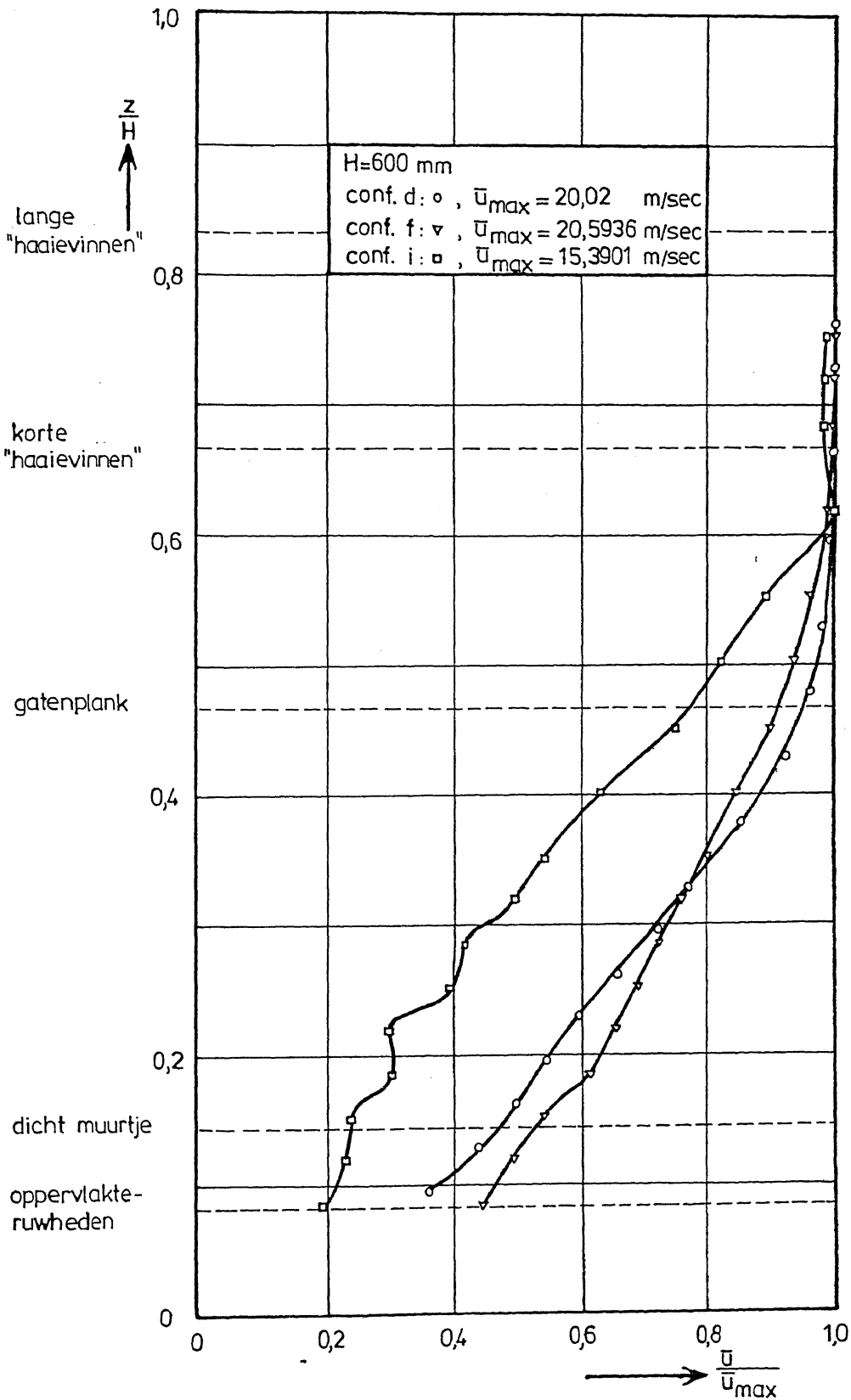


fig.17: Verloop van de gemiddelde snelheid met de ongecorrigeerde hoogte voor conf.d, f en i.

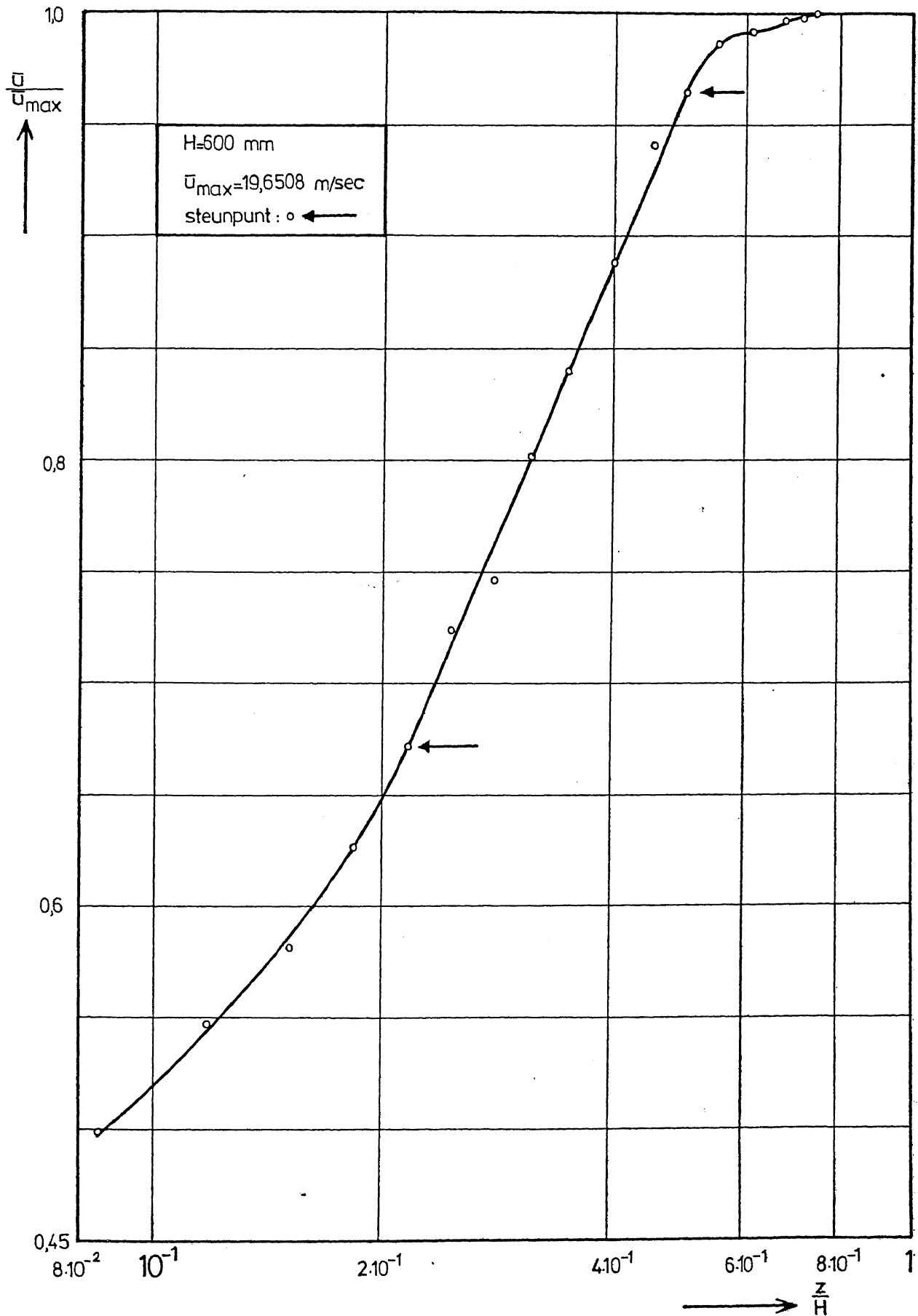


fig.18: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de ongecorrigeerde hoogte voor conf.a.

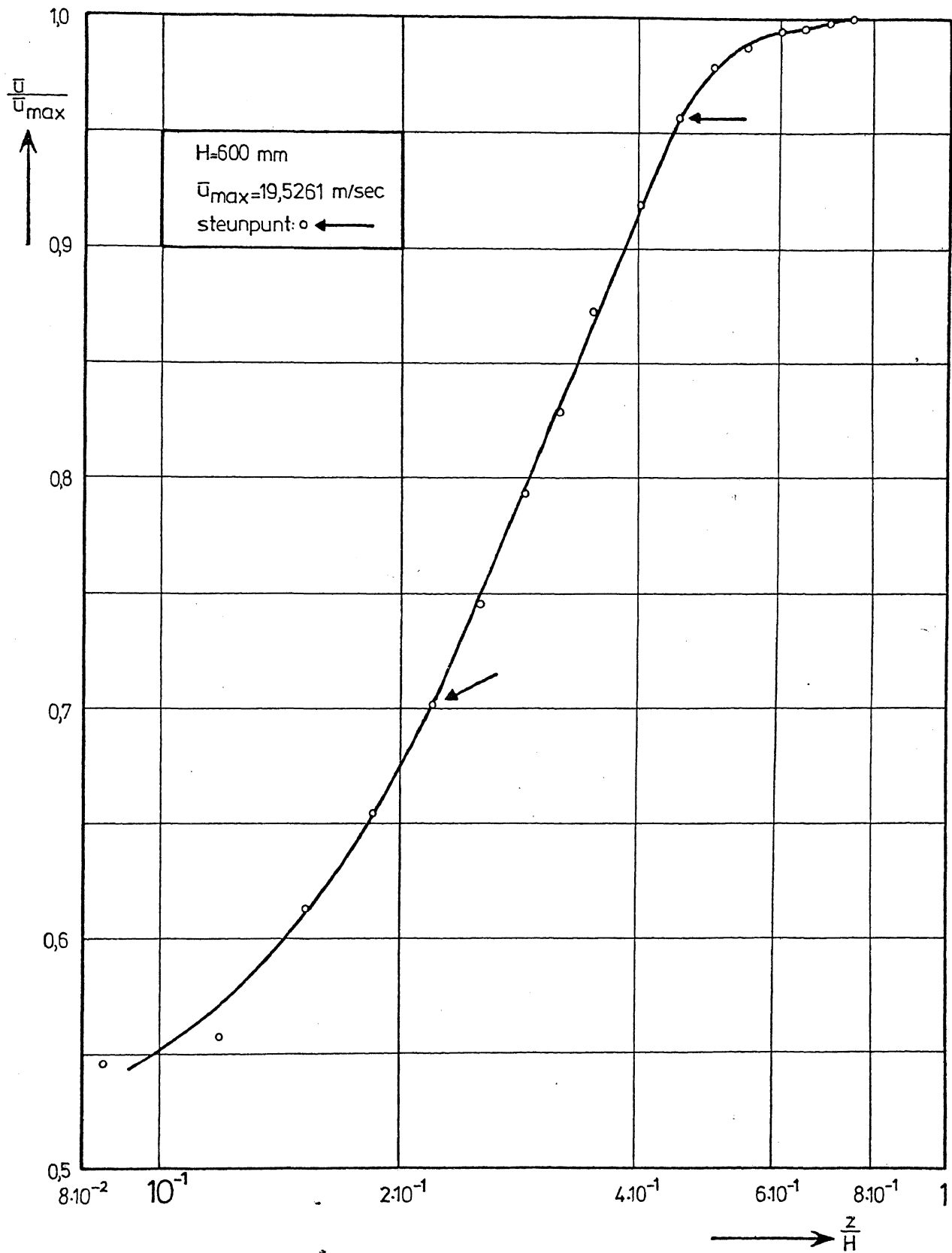


fig.19: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de ongecorrigeerde hoogte voor conf.b.

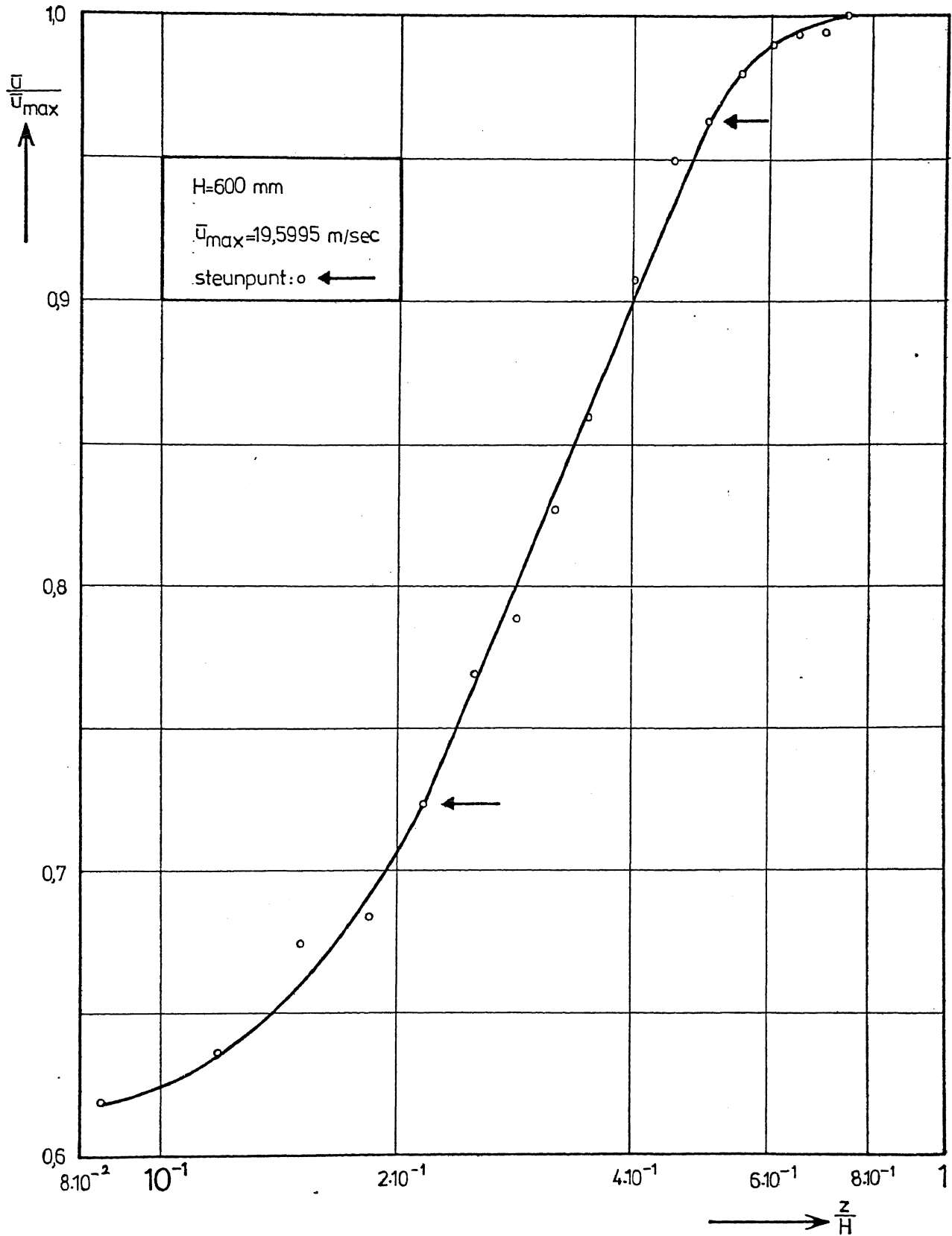


fig.20: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de ongecorrigeerde hoogte voor conf.c.

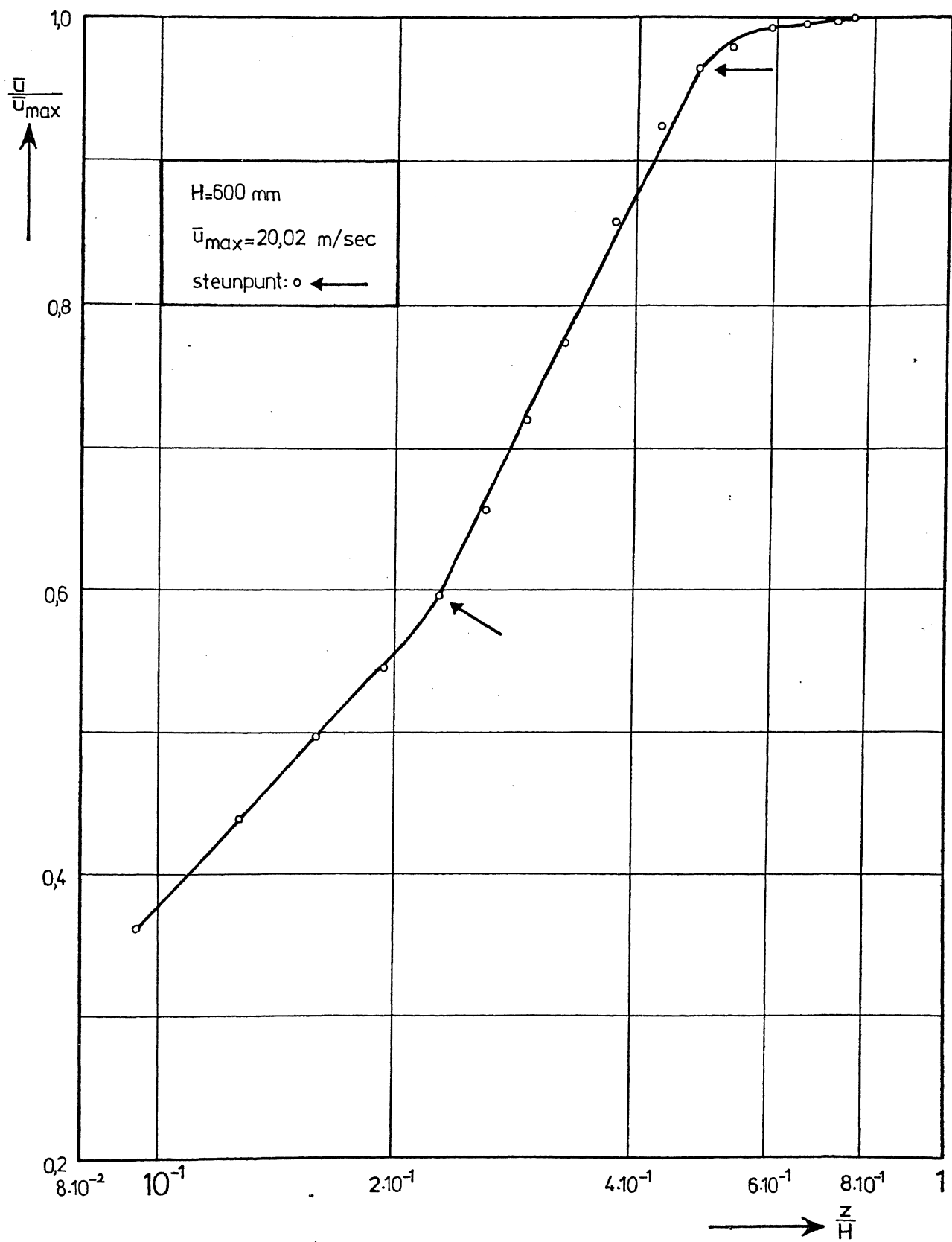
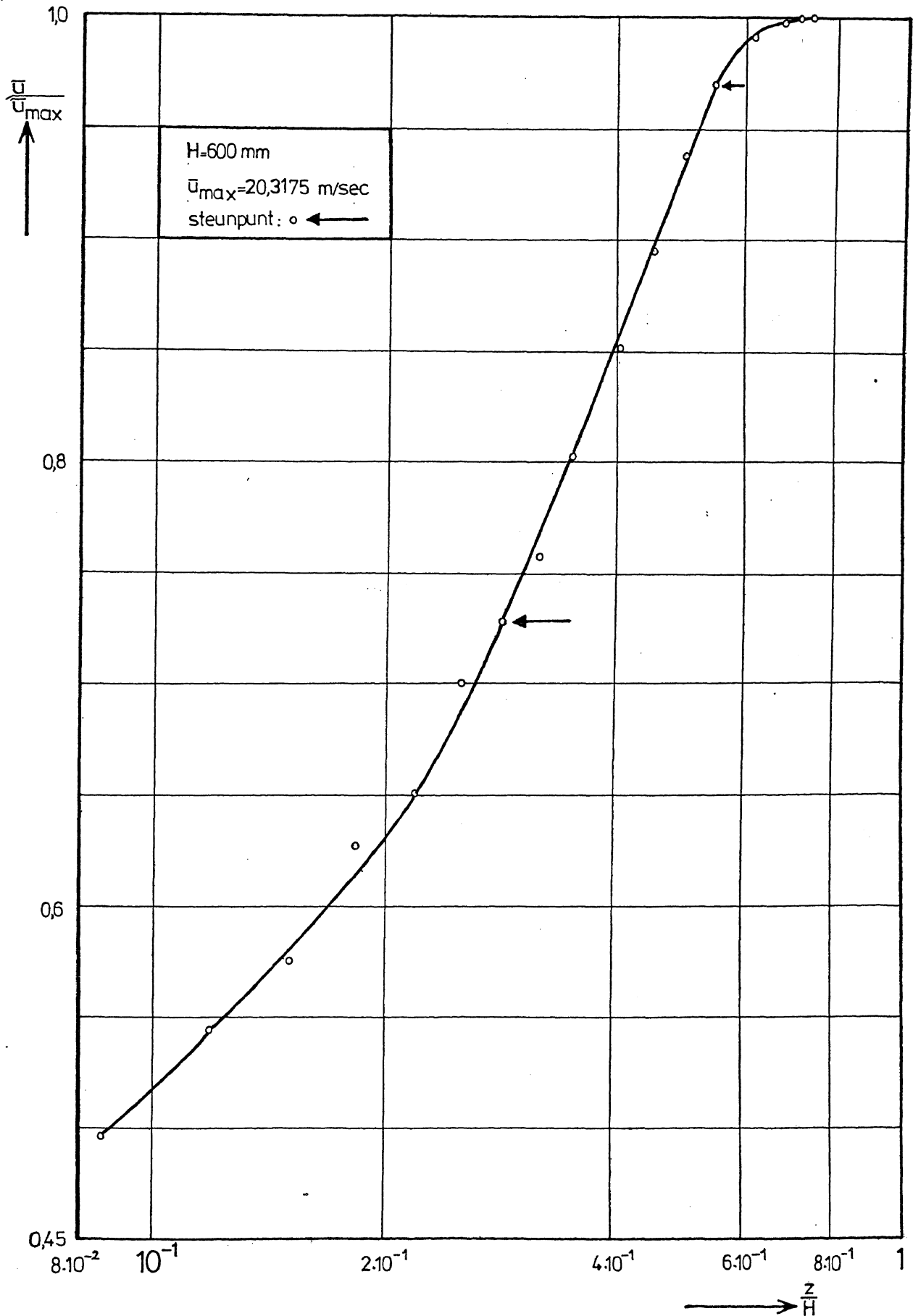


fig.21: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de ongecorrigeerde hoogte voor conf.d.



81

fig.22: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de ongecorrigeerde hoogte voor conf.e.

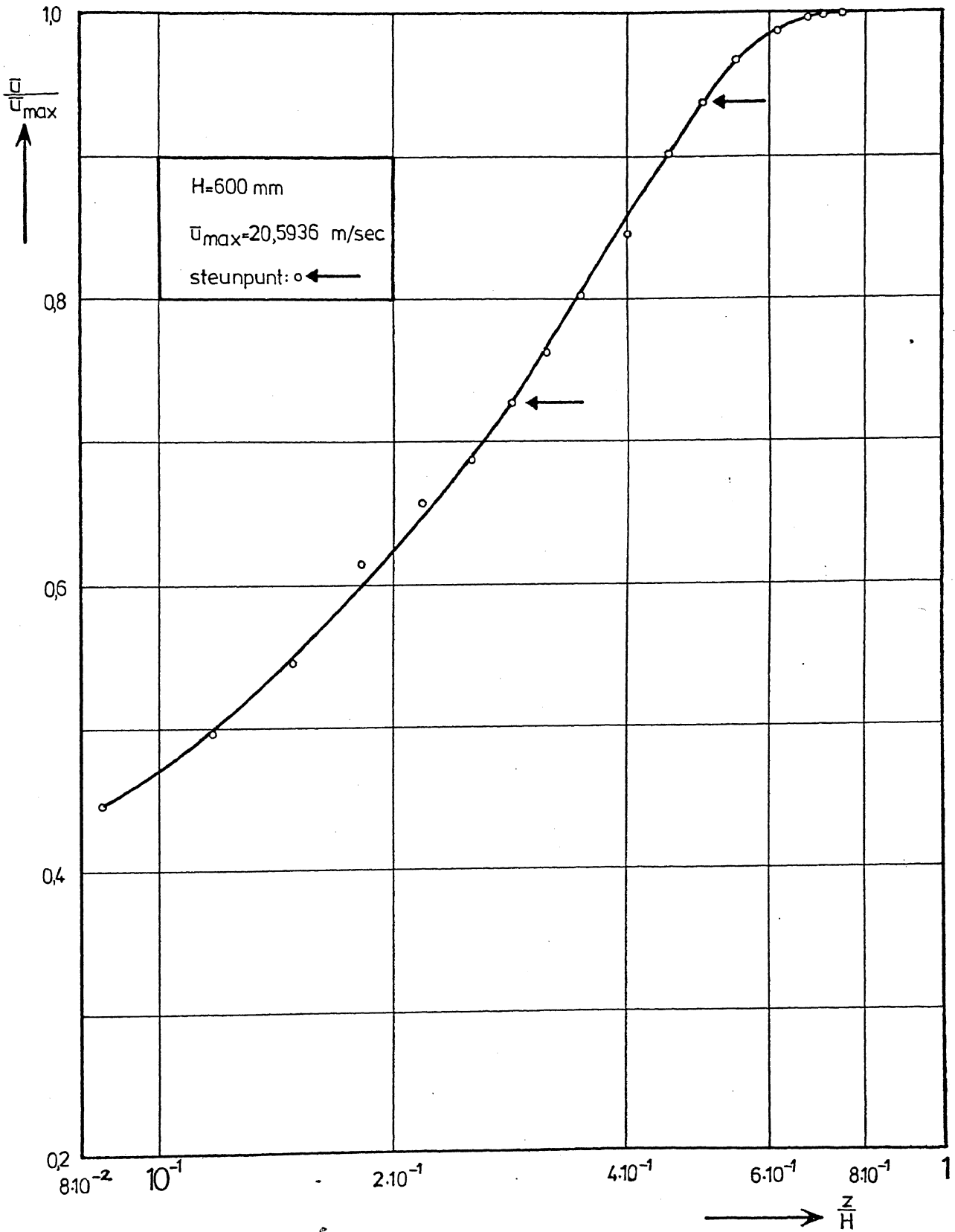


fig.23: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de ongecorrigeerde hoogte voor conf.f.

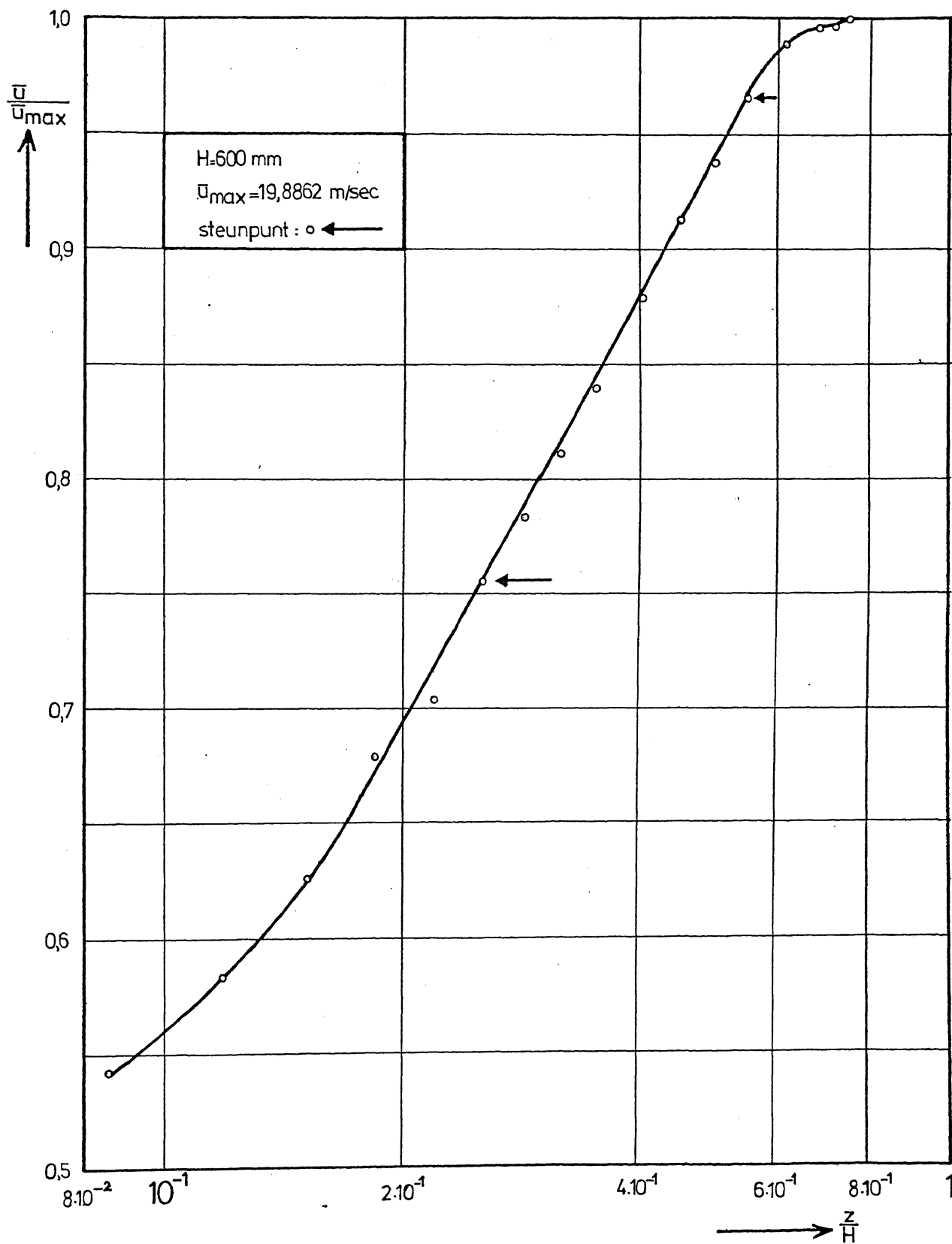


fig.24: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de ongecorrigeerde hoogte voor conf.g.

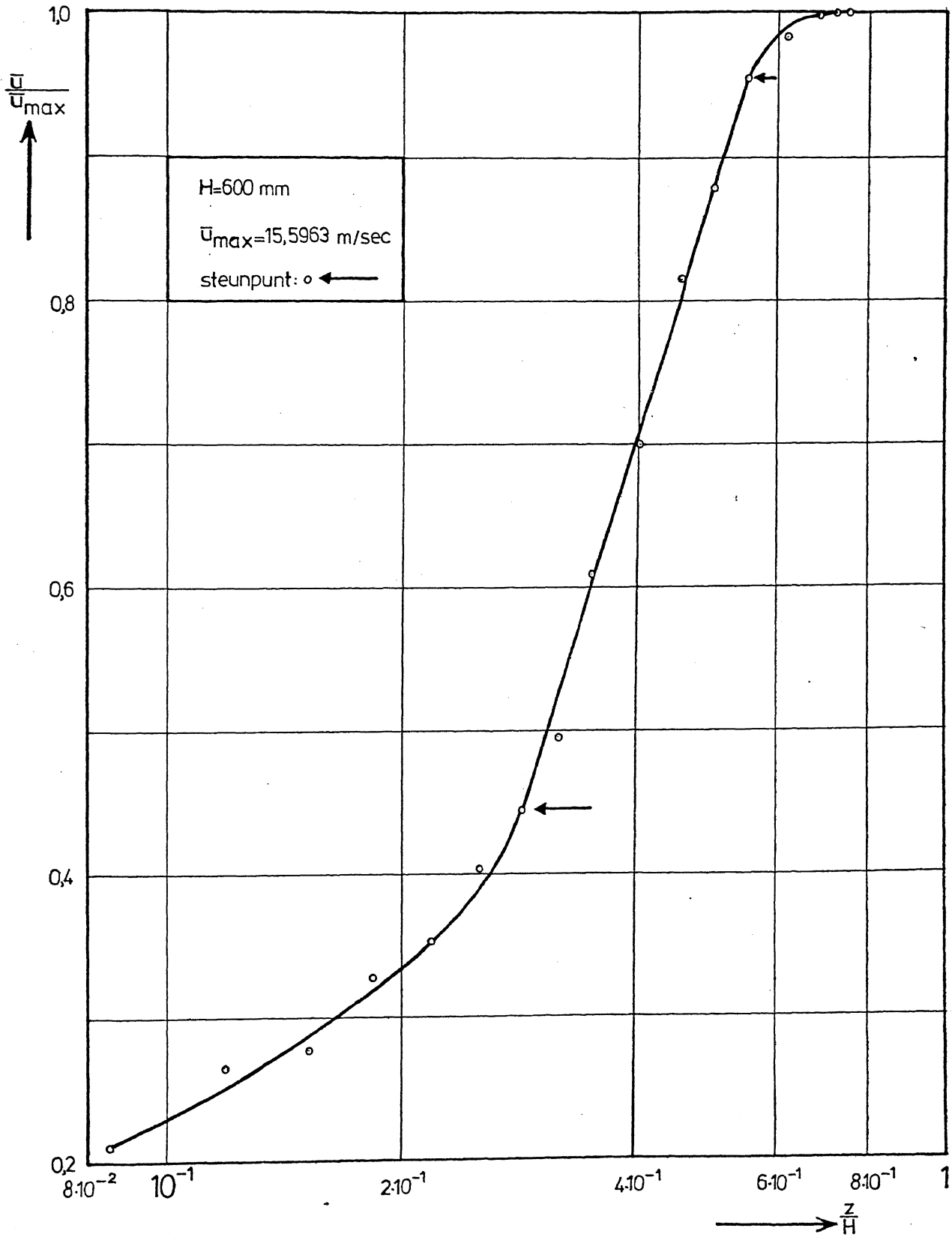


fig.25: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de ongecorrigeerde hoogte voor conf.h.

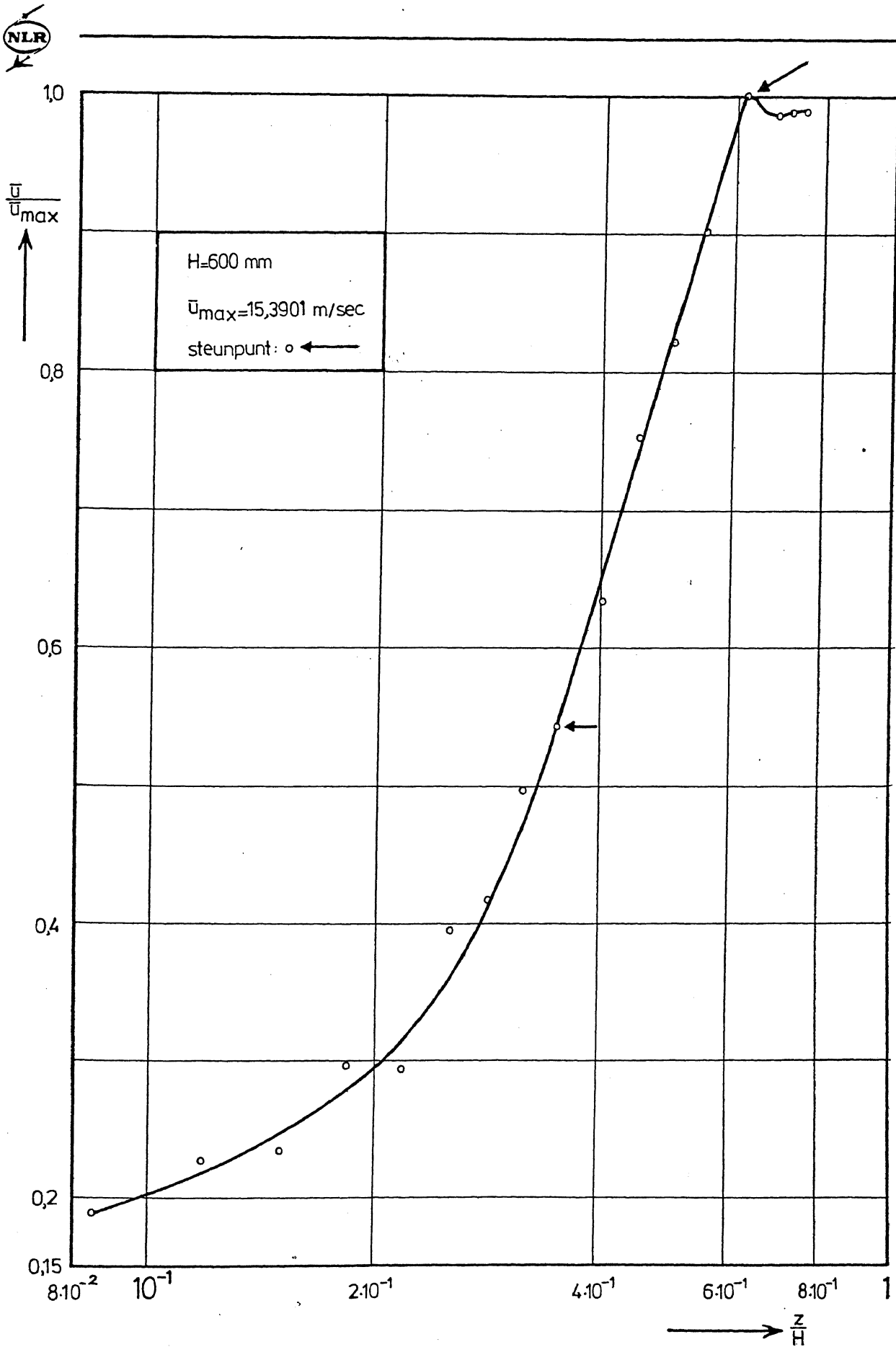


fig.26: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de ongecorrigeerde hoogte voor conf.i.

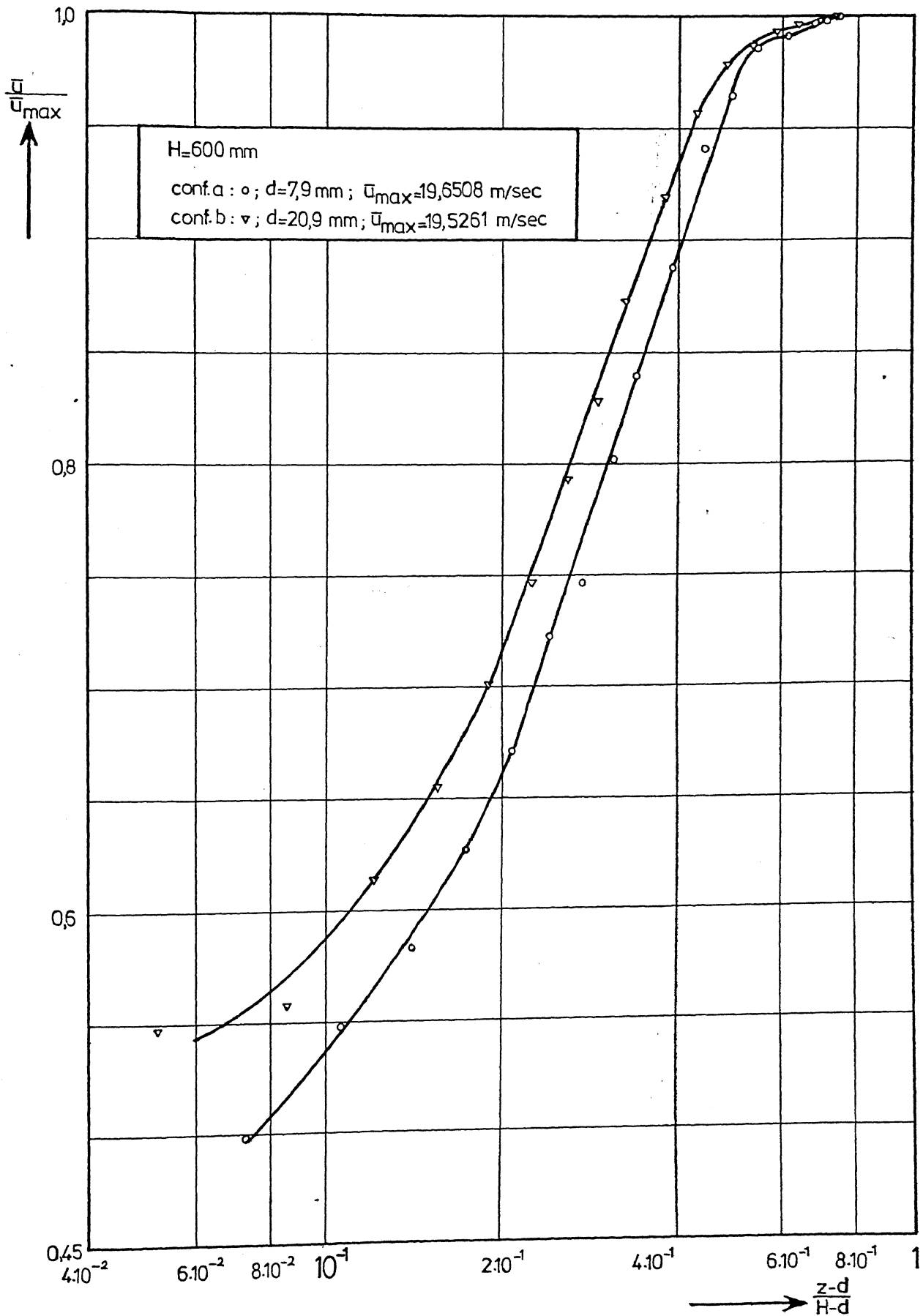


fig.27: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de gecorrigeerde hoogte voor conf.a en b.

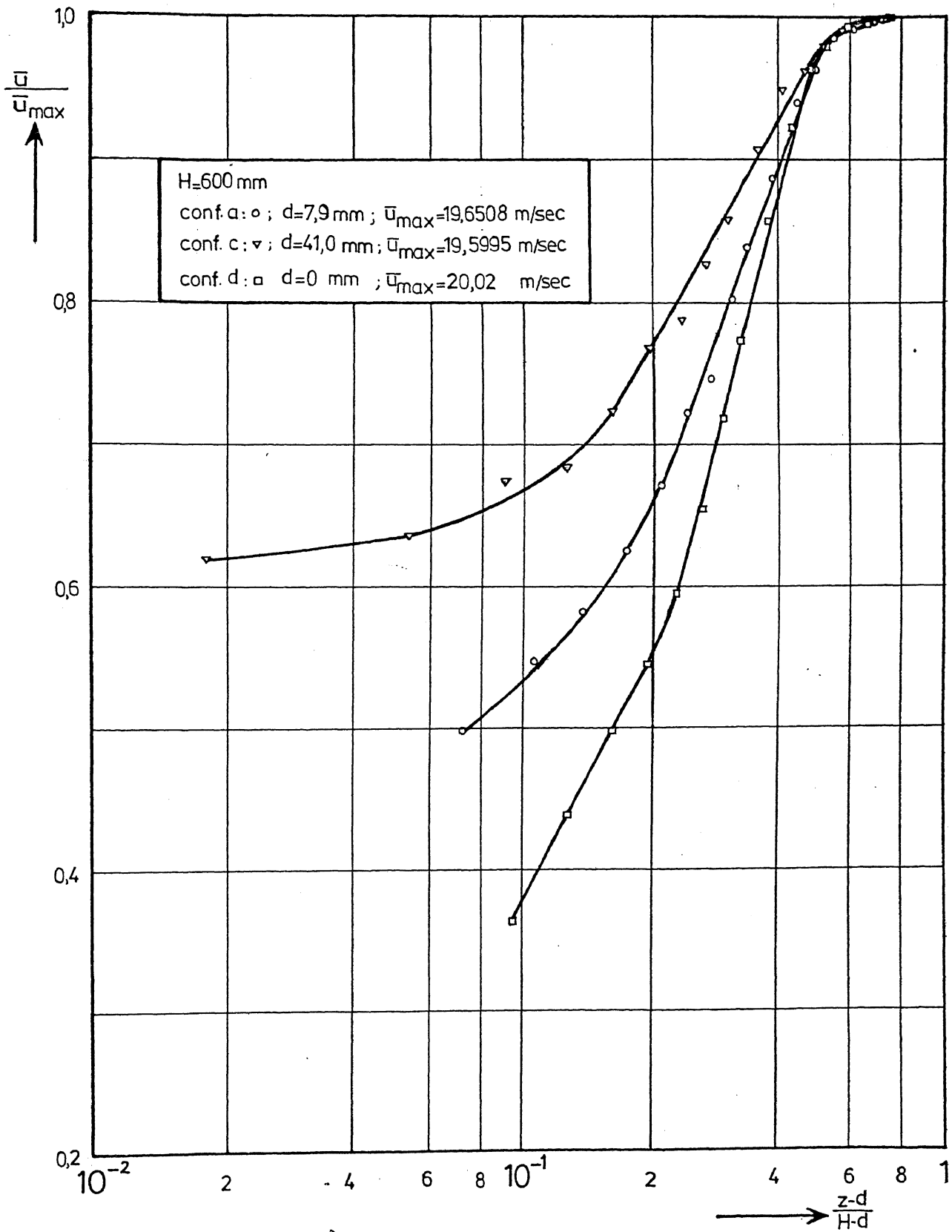


fig.28: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de gecorrigeerde hoogte voor conf.a, c en d.

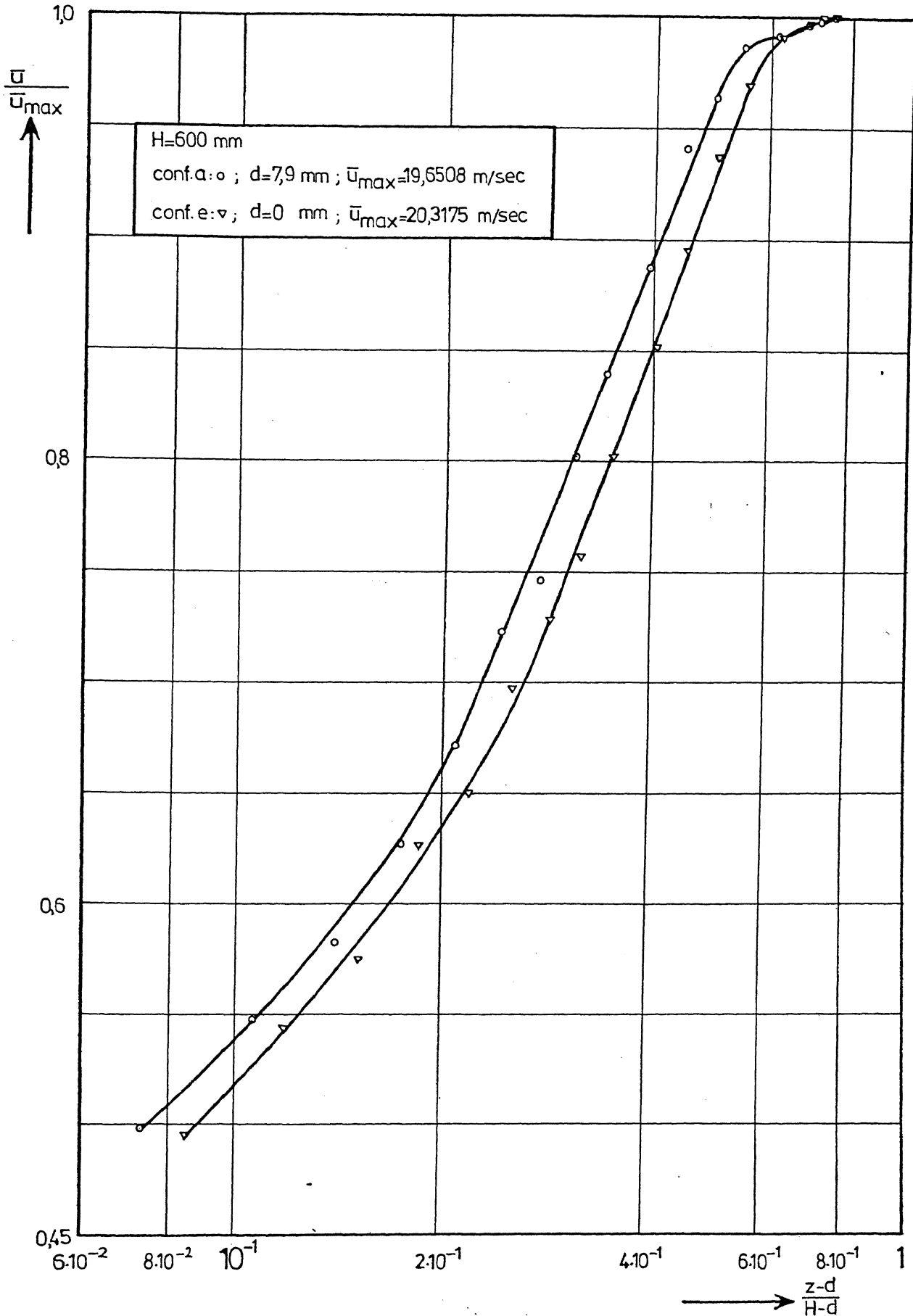


fig.29: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de gecorrigeerde hoogte voor conf.a en e.

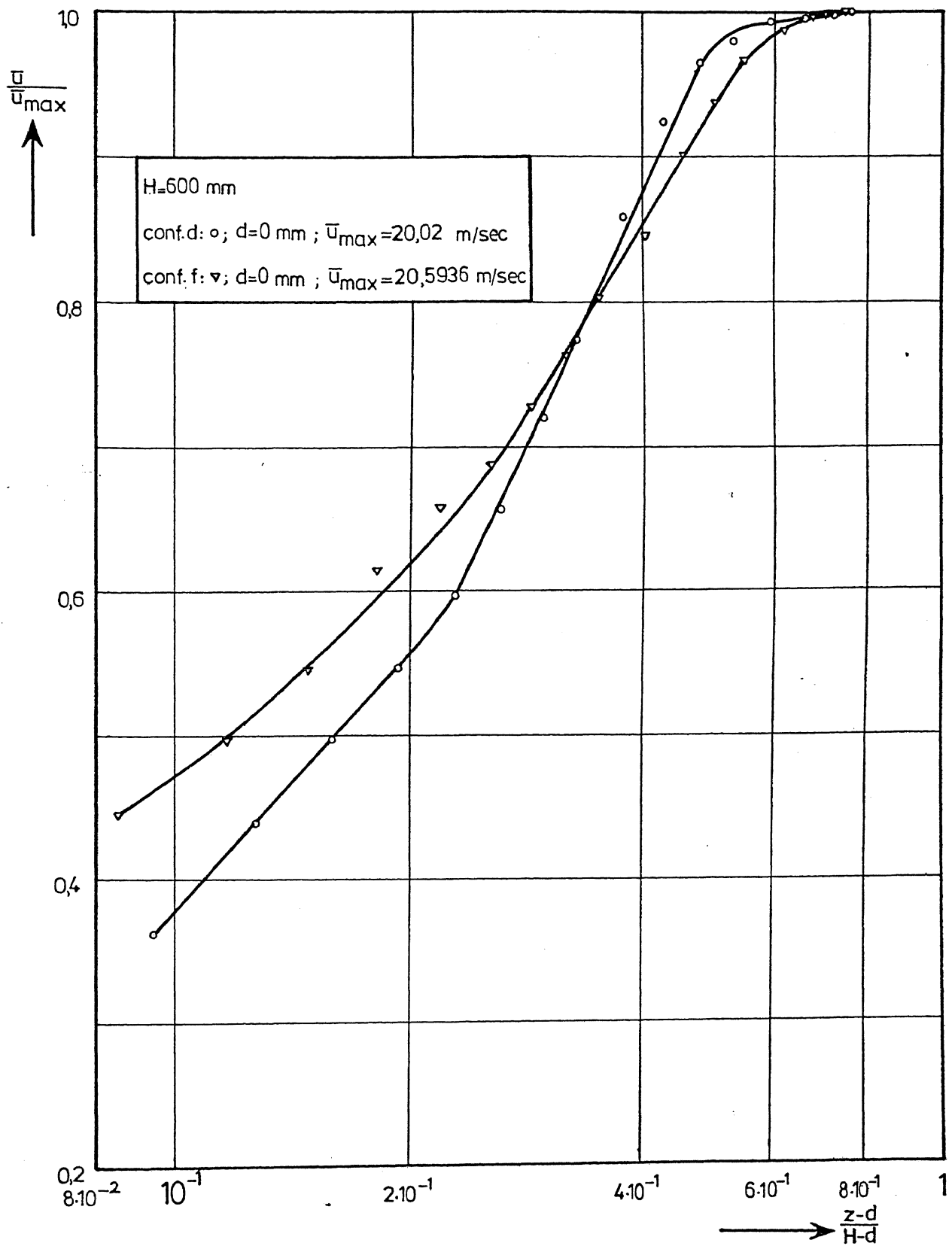


fig.30: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de gecorrigeerde hoogte voor conf.d en f.

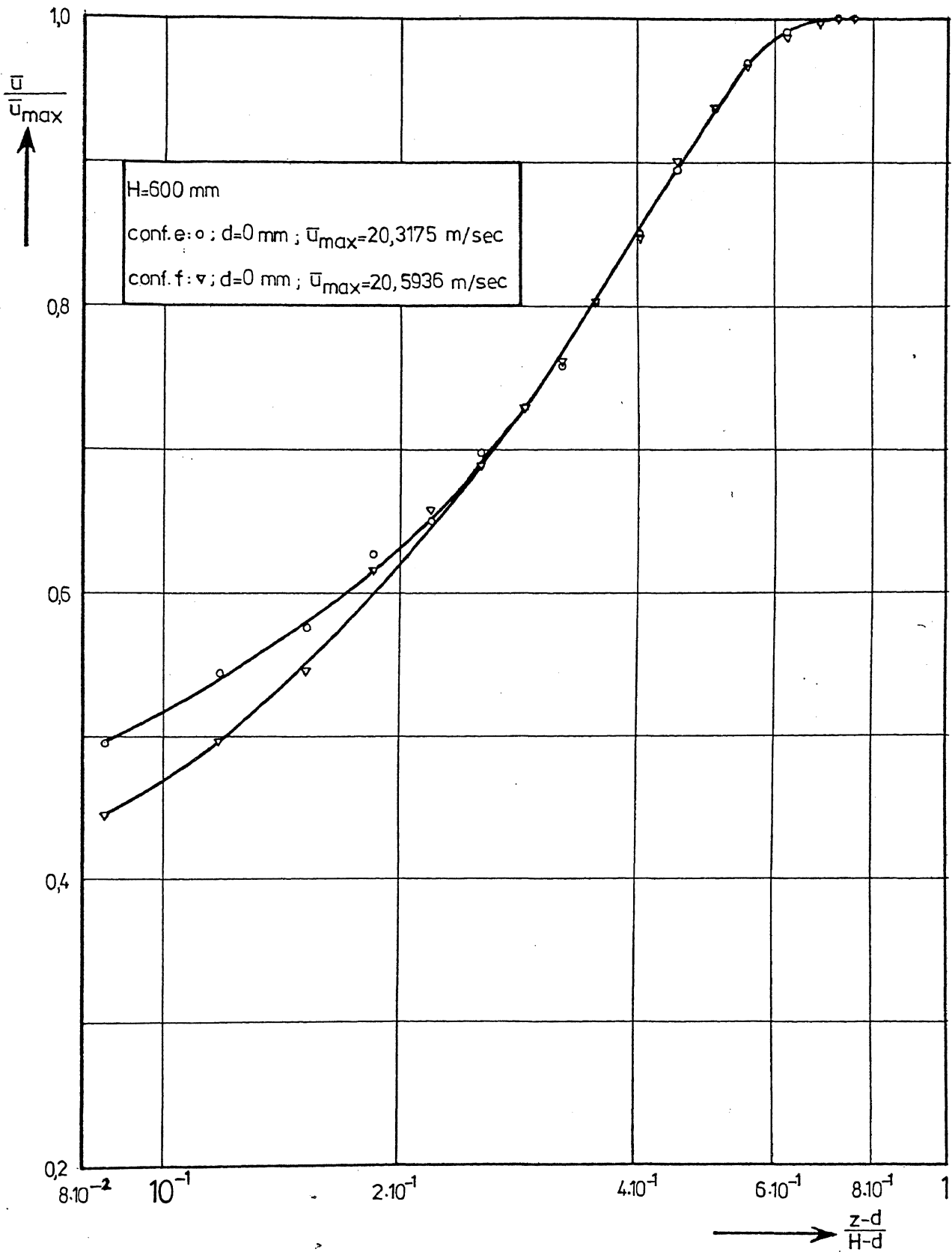
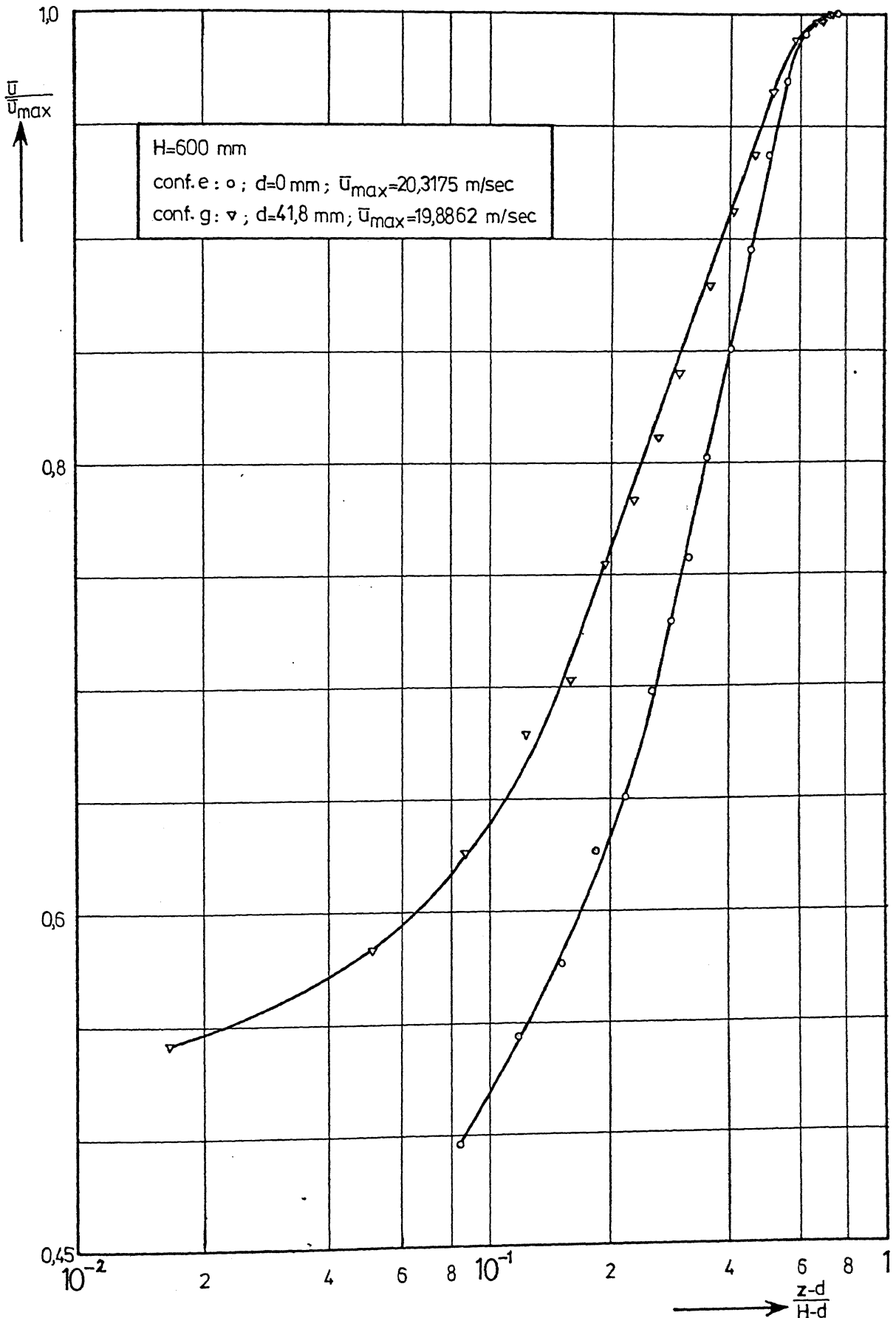


fig.31: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de gecorrigeerde hoogte voor conf.e en f.



81 fig.32: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de gecorrigeerde hoogte voor conf.e en g.

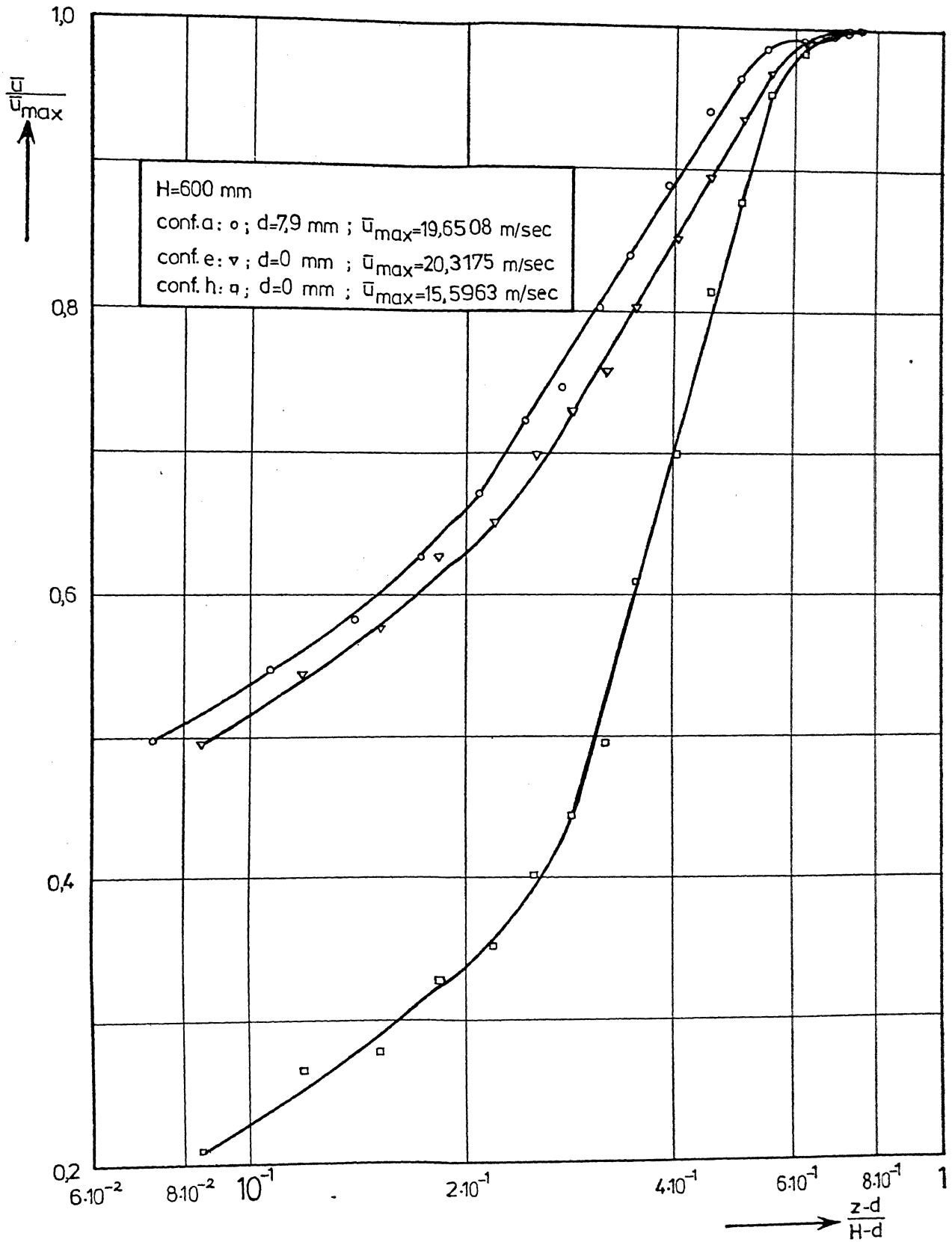


fig.33: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de gecorrigeerde hoogte voor conf.a, e en h.

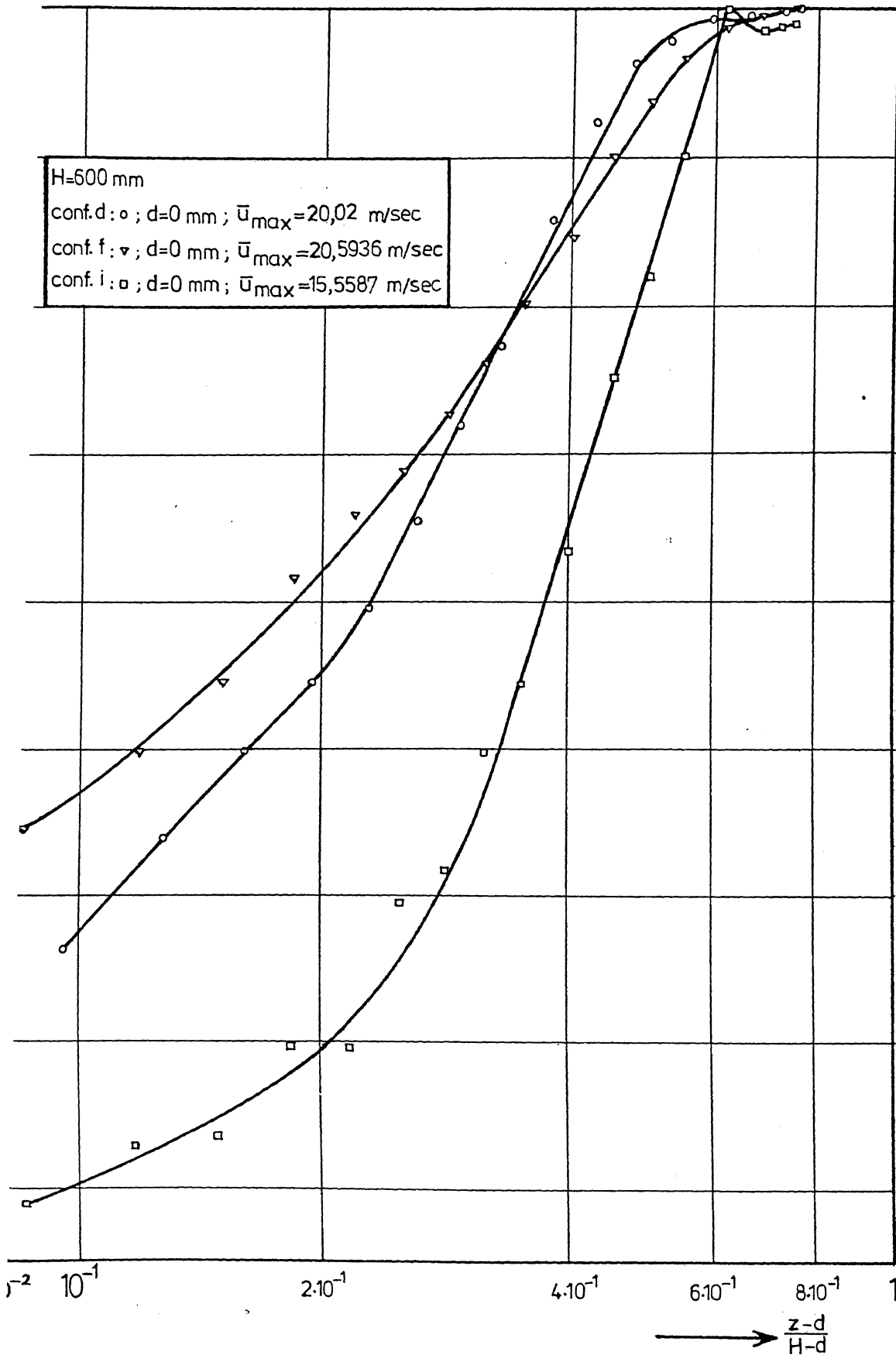


fig.34: Verloop van de gemiddelde snelheid met de logaritme van de gecorrigeerde hoogte voor conf.d, f en i.

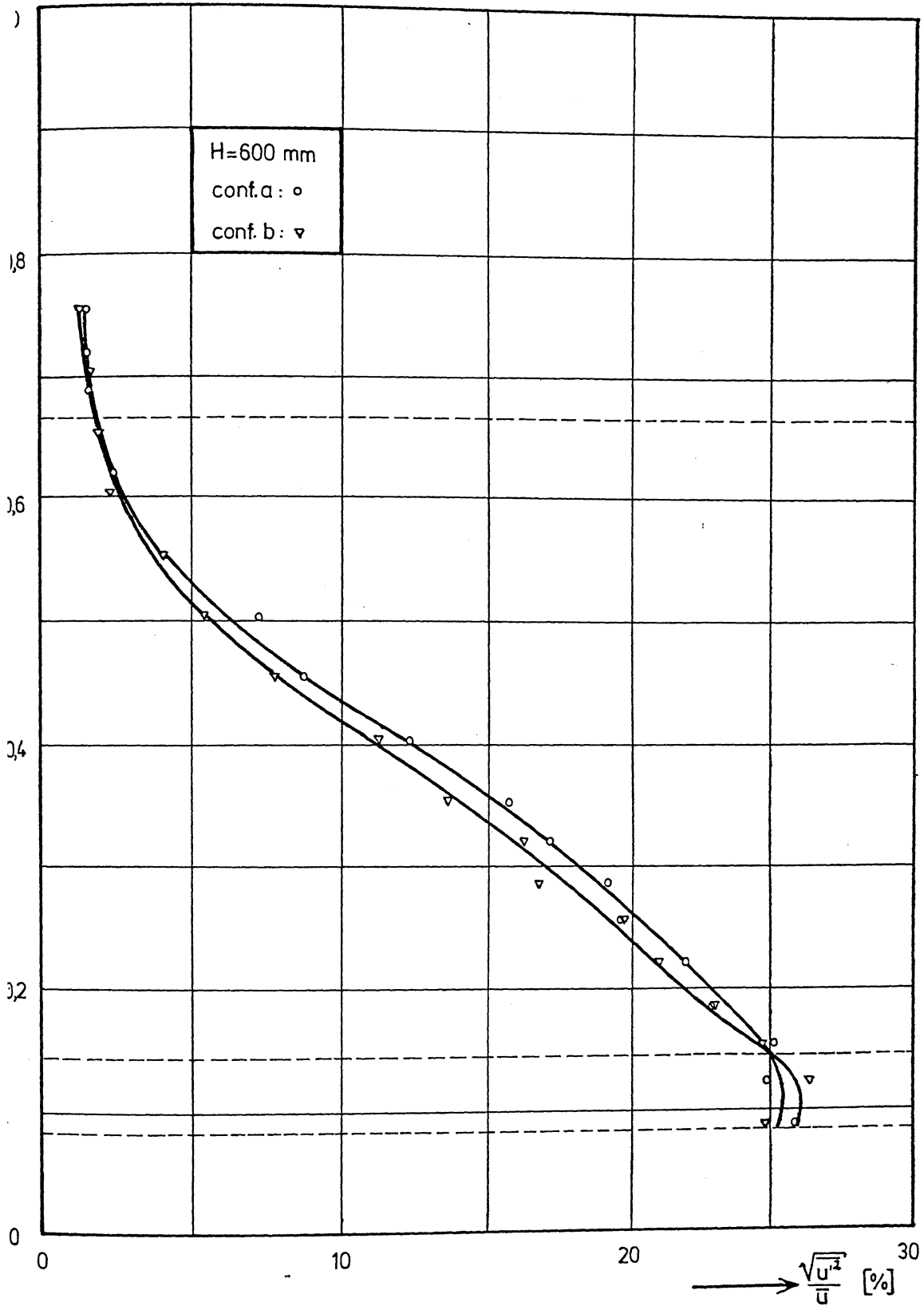


fig.35: Verloop van de turbulentie-intensiteit met de ongecorrigeerde hoogte voor conf.a en b.

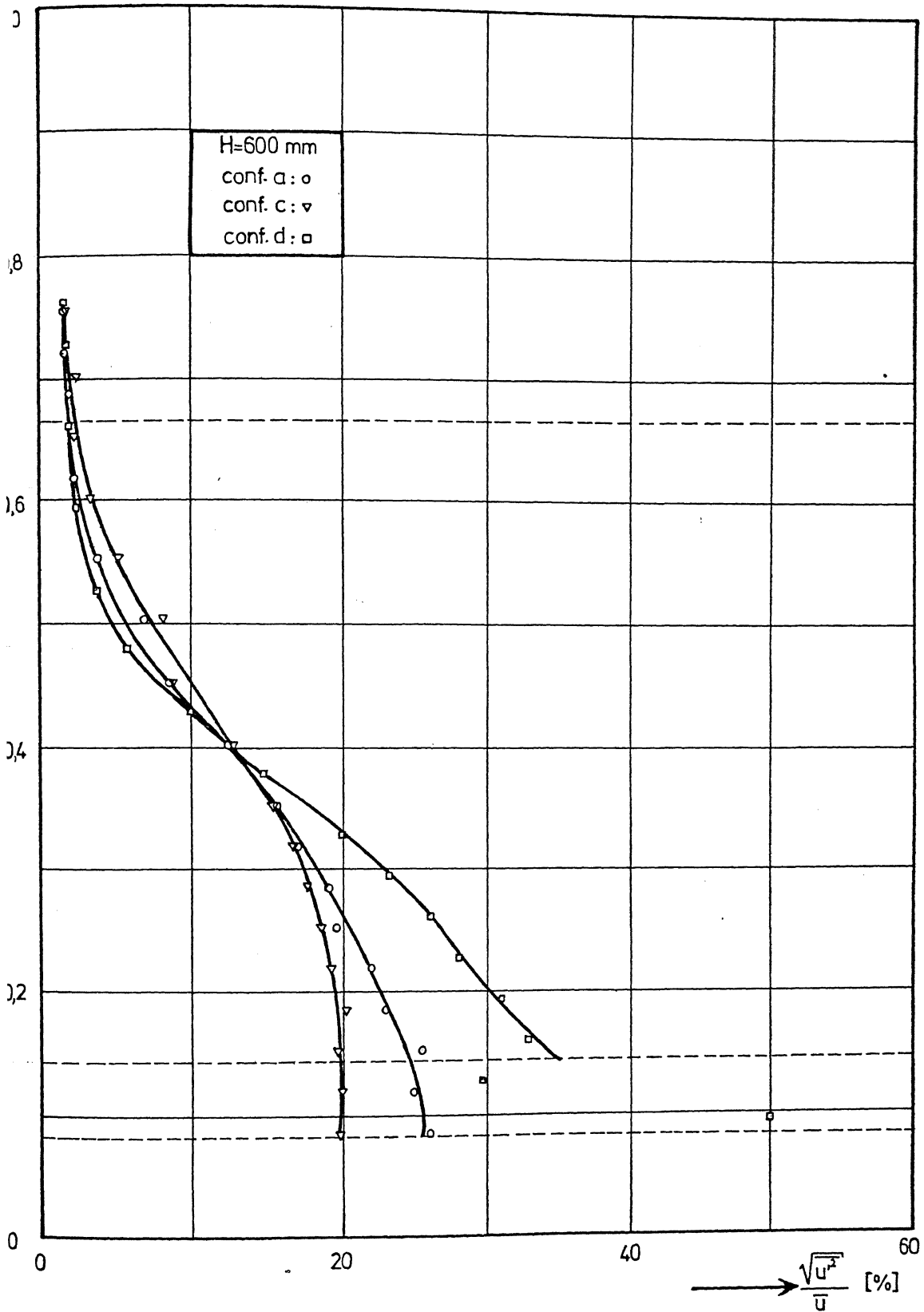


fig.36: Verloop van de turbulentie-intensiteit met de ongecorrigeerde hoogte voor conf.a, c en d.

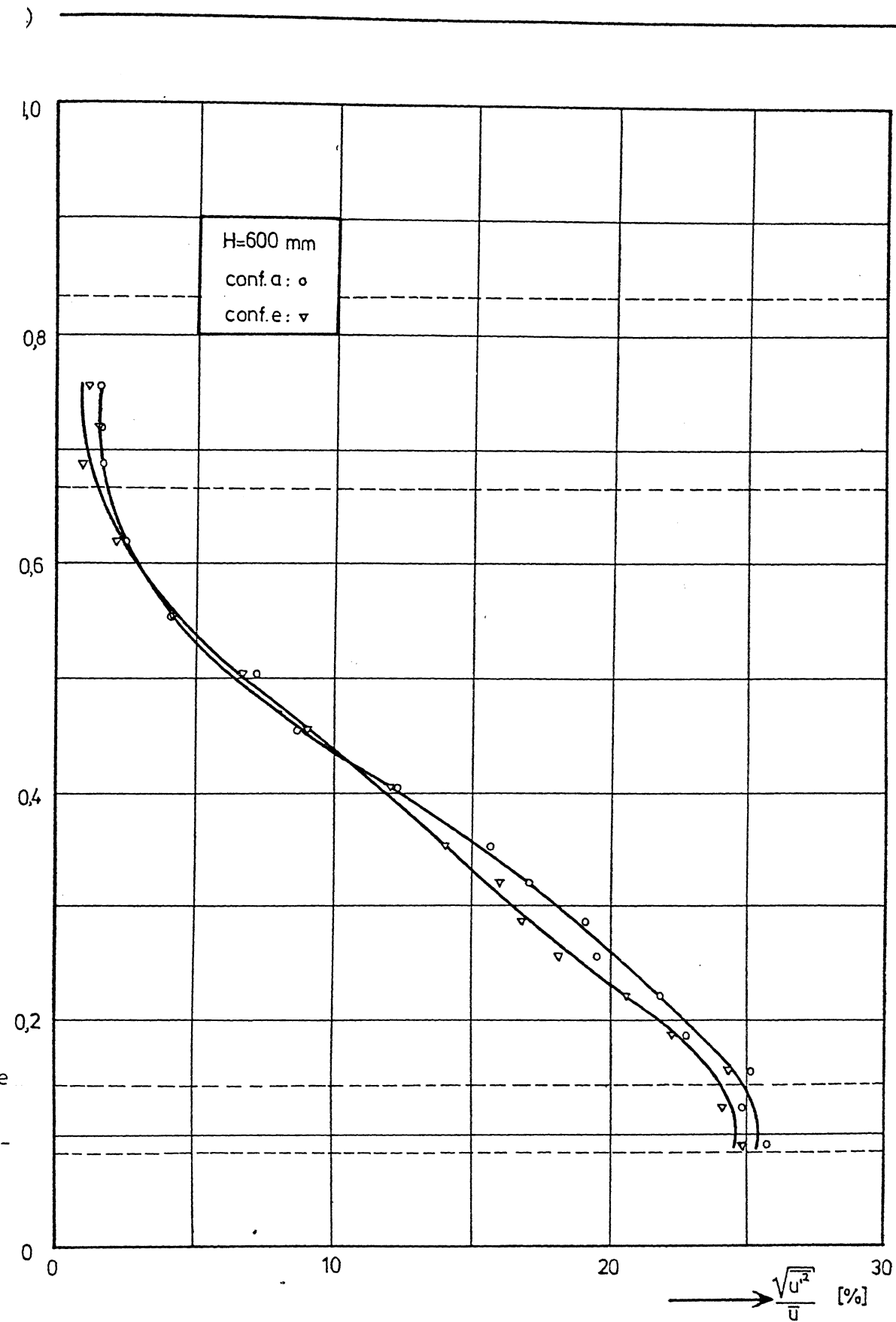


fig.37: Verloop van de turbulentie-intensiteit met de ongecorrigeerde hoogte voor conf.a en e.

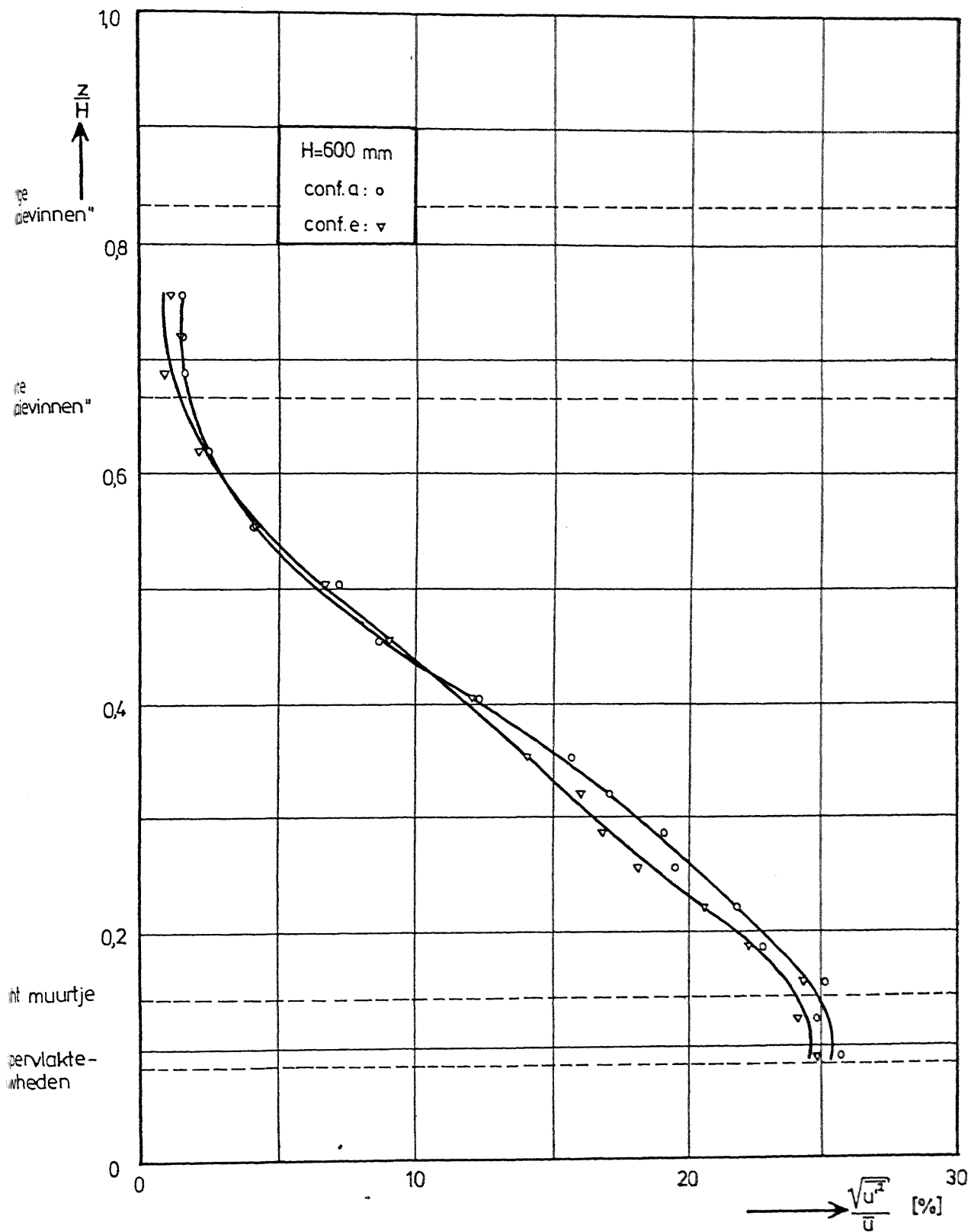


fig.37: Verloop van de turbulentie-intensiteit met de ongecorrigeerde hoogte voor conf.a en e.

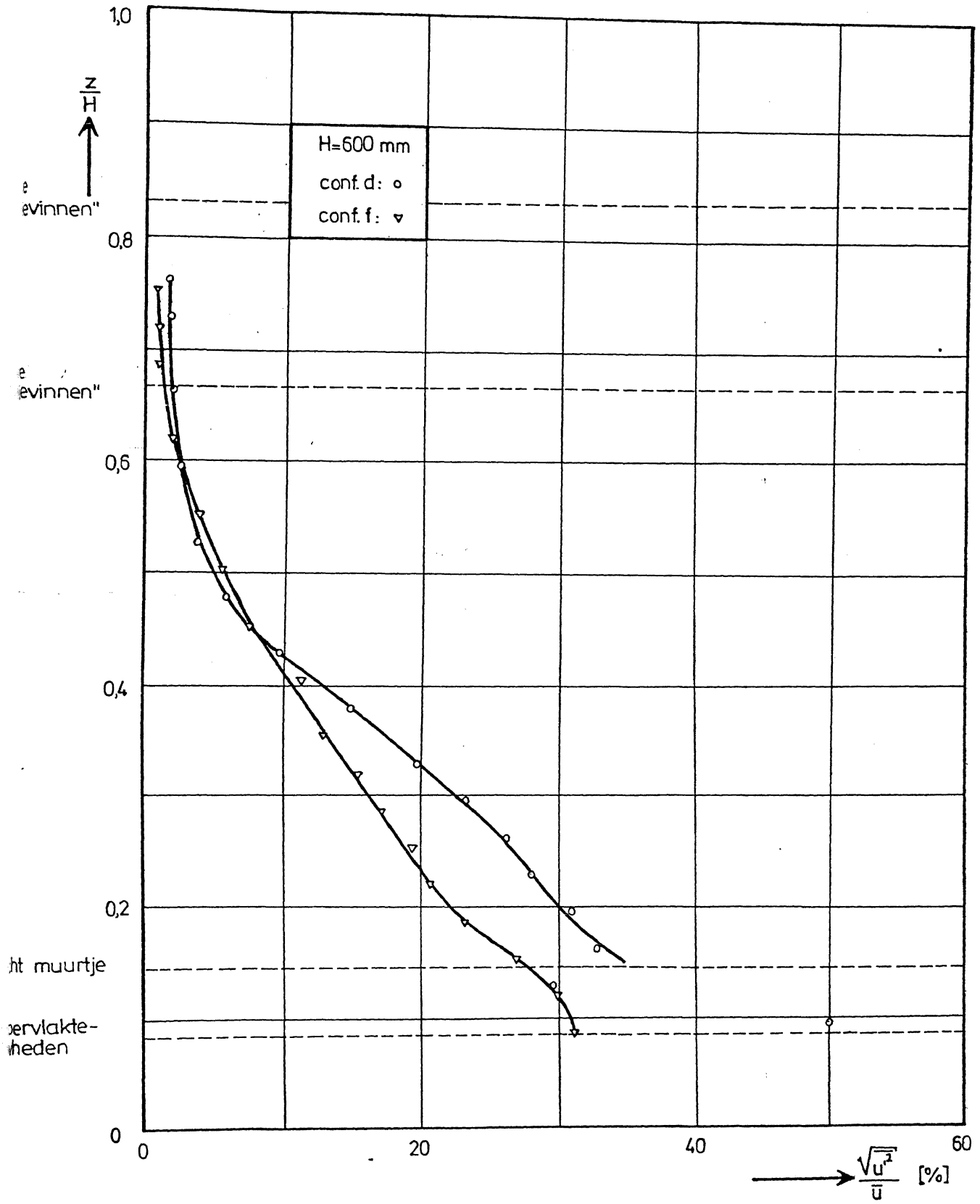


fig.38: Verloop van de turbulentie-intensiteit met de ongecorrigeerde hoogte voor conf.d en f.

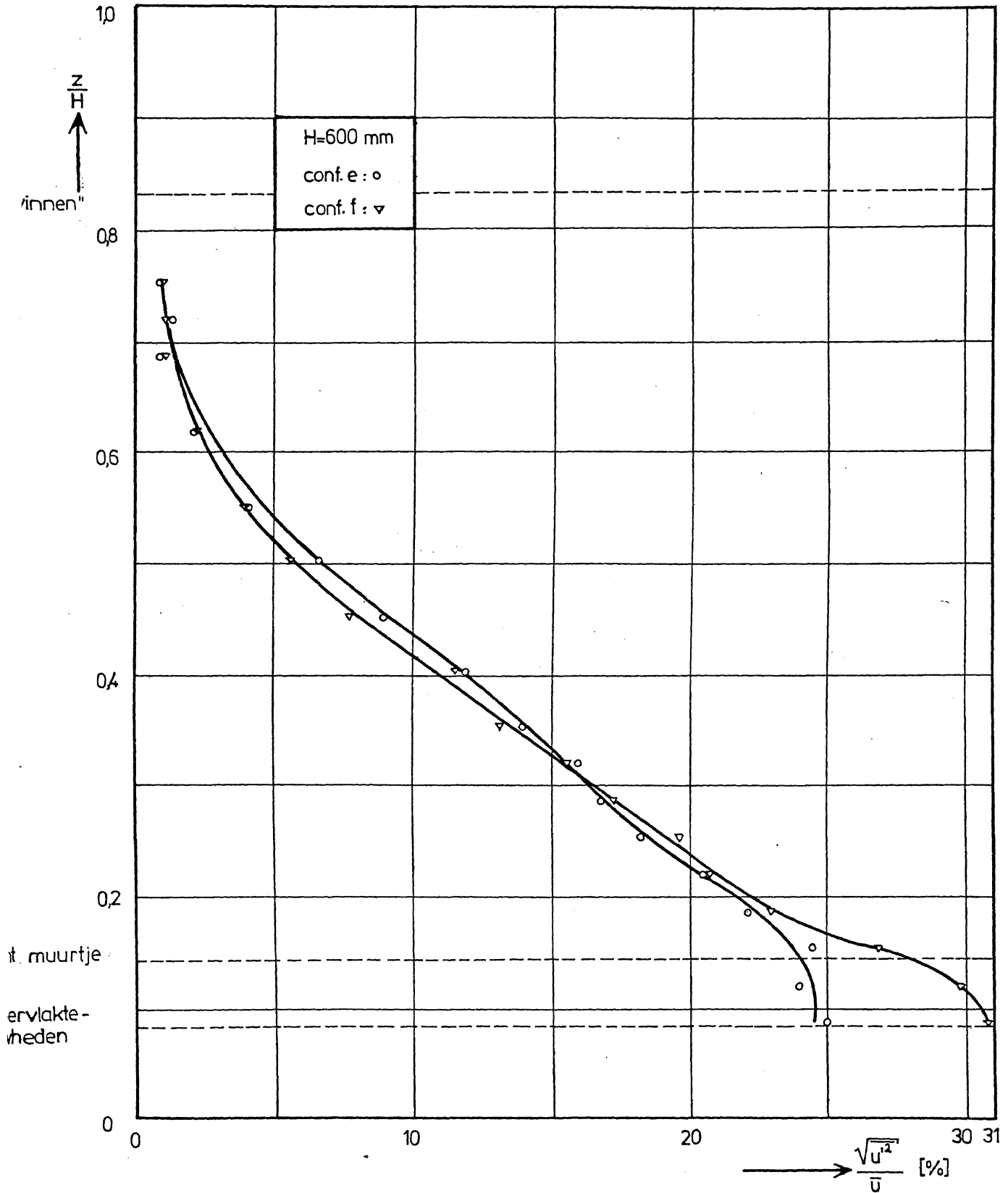


fig.39: Verloop van de turbulentie-intensiteit met de ongecorrigeerde hoogte voor conf.e en f.

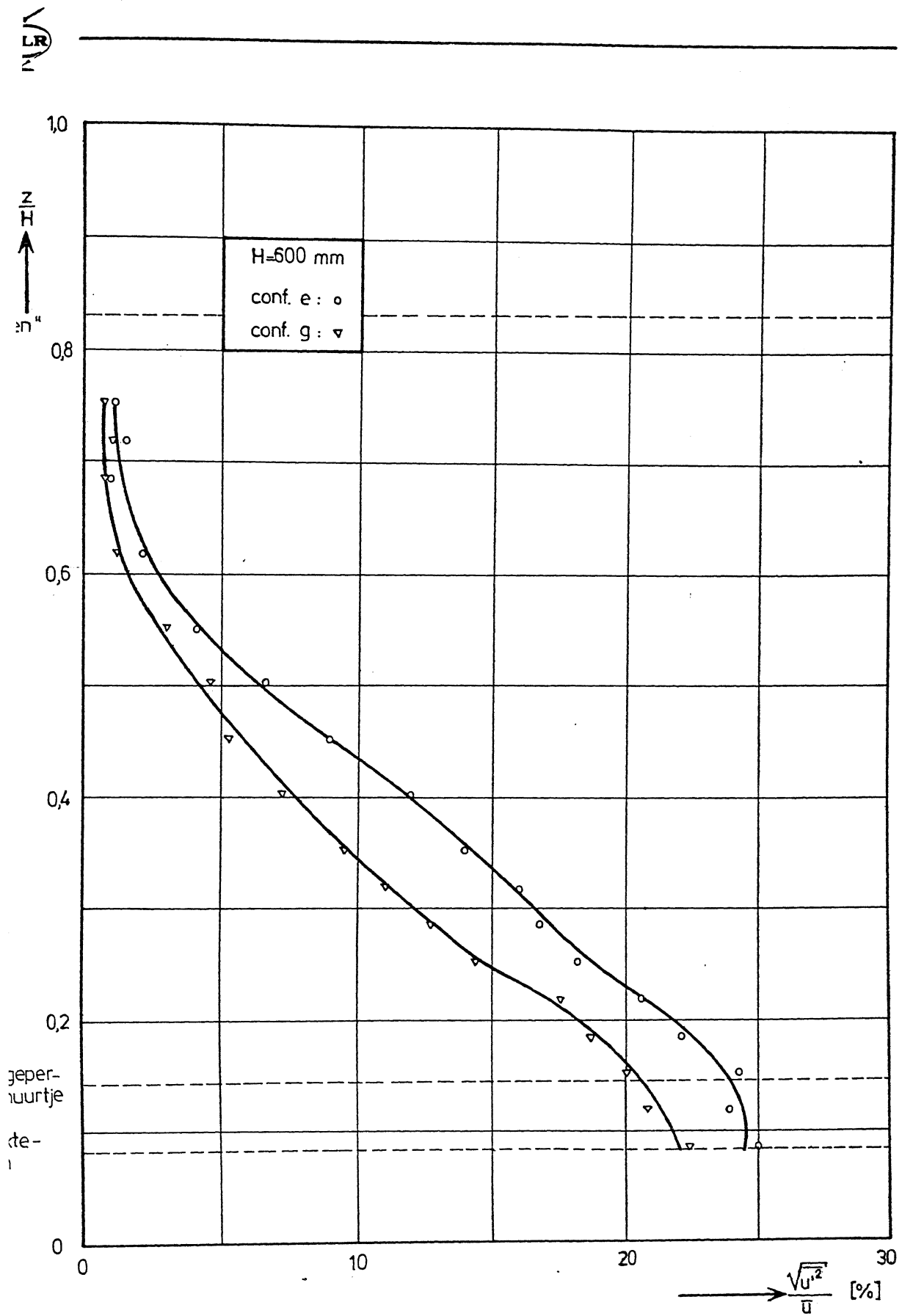


fig.40: Verloop van de turbulentie-intensiteit met de ongecorrigeerde hoogte voor conf.e en g.

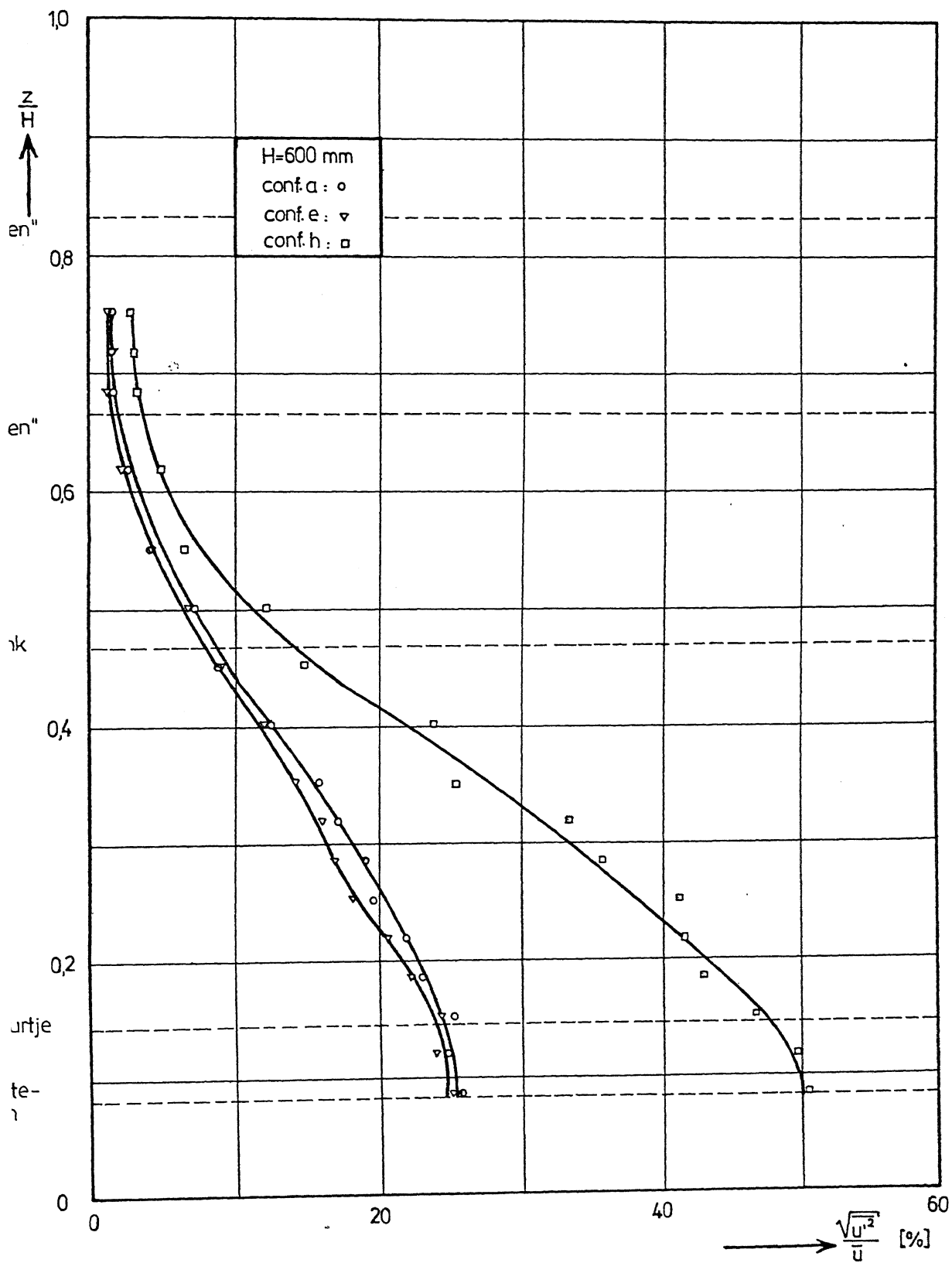


fig.41: Verloop van de turbulentie-intensiteit met de ongecorrigeerde hoogte voor conf.a, e en h.

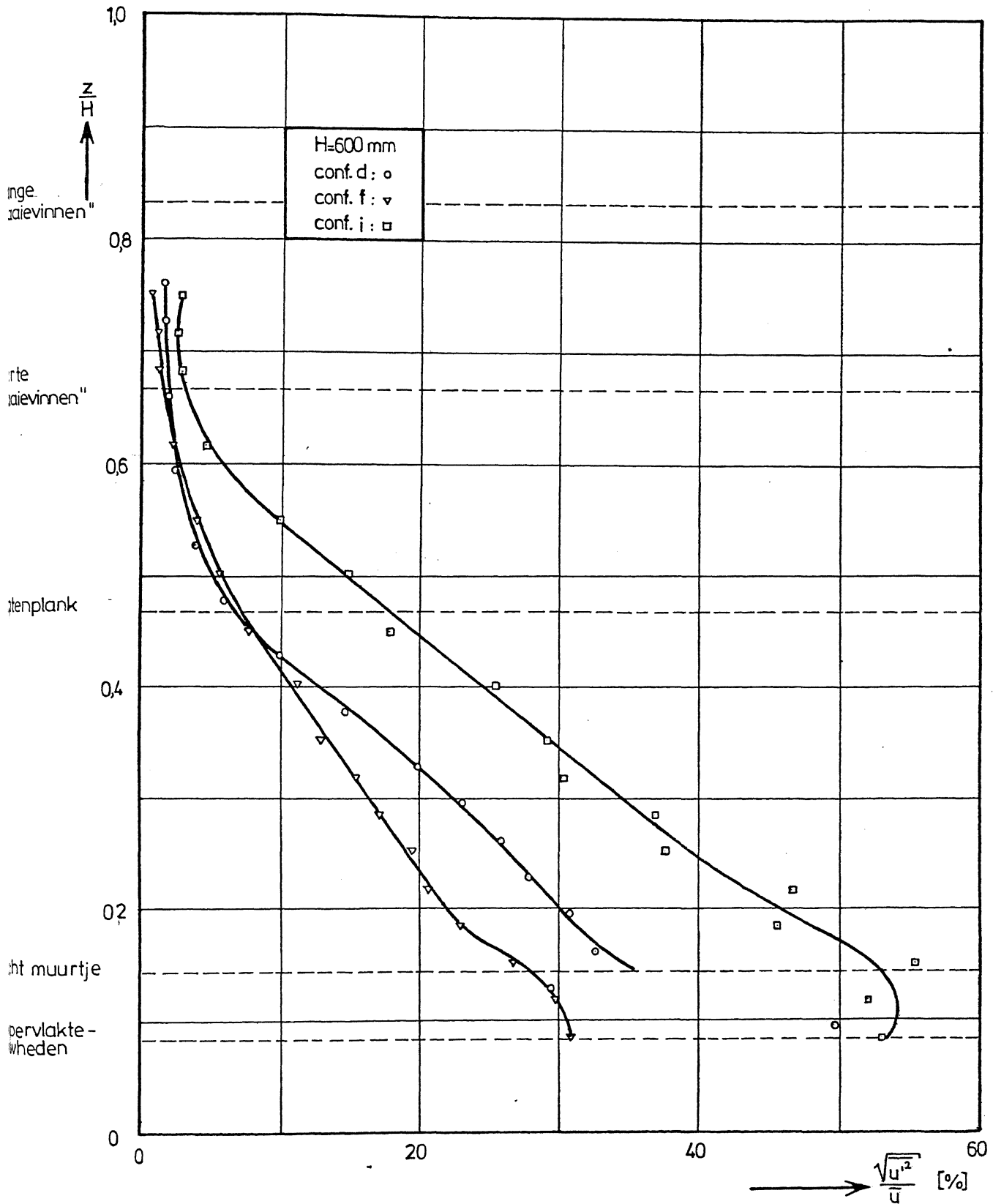


fig.42: Verloop van de turbulentie-intensiteit met de ongecorrigeerde hoogte voor conf.d, f en i.

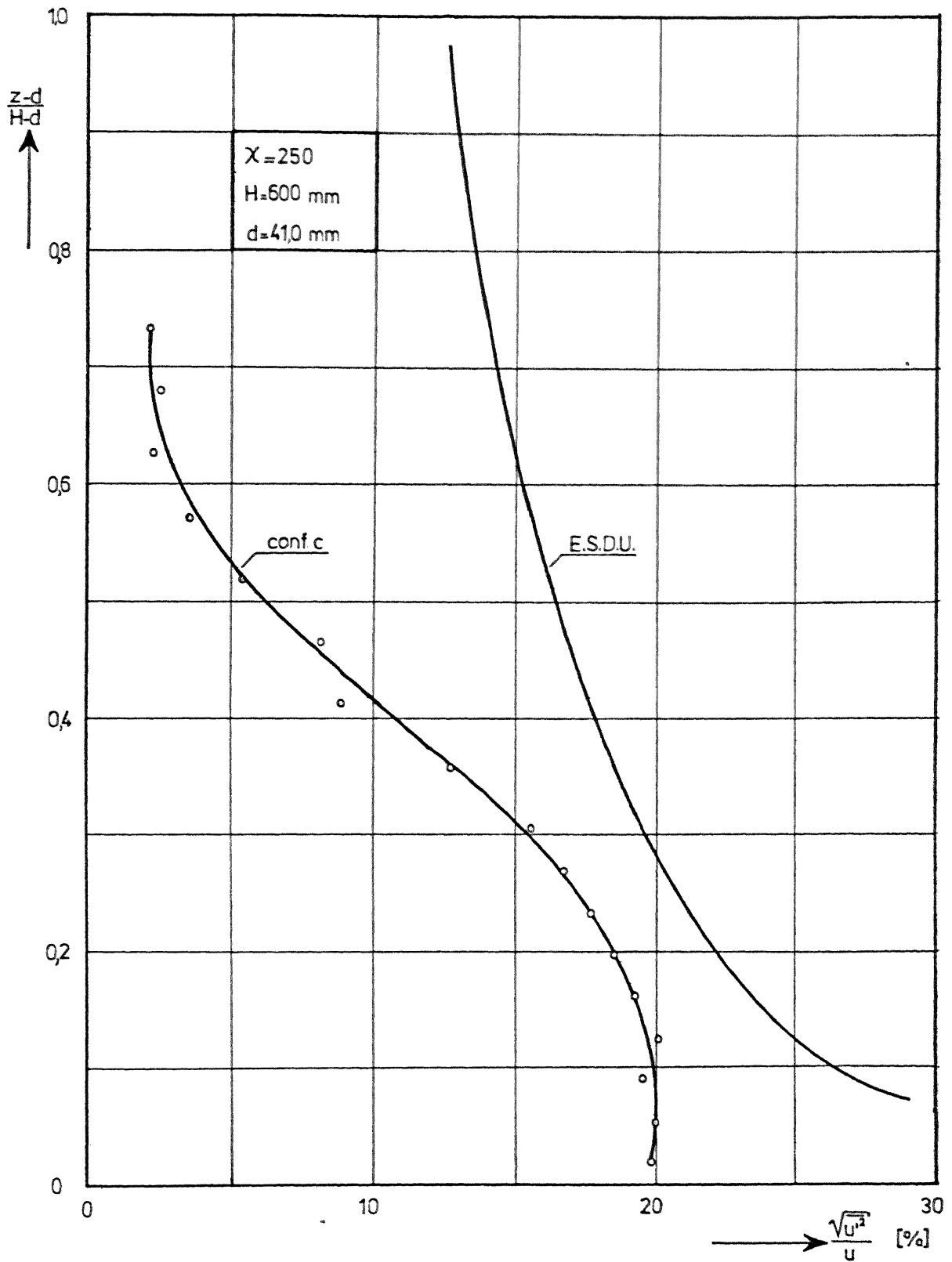


fig.43: Verloop van de turbulentie-intensiteit met de gecorrigeerde hoogte voor conf.c en volgens lit.3.

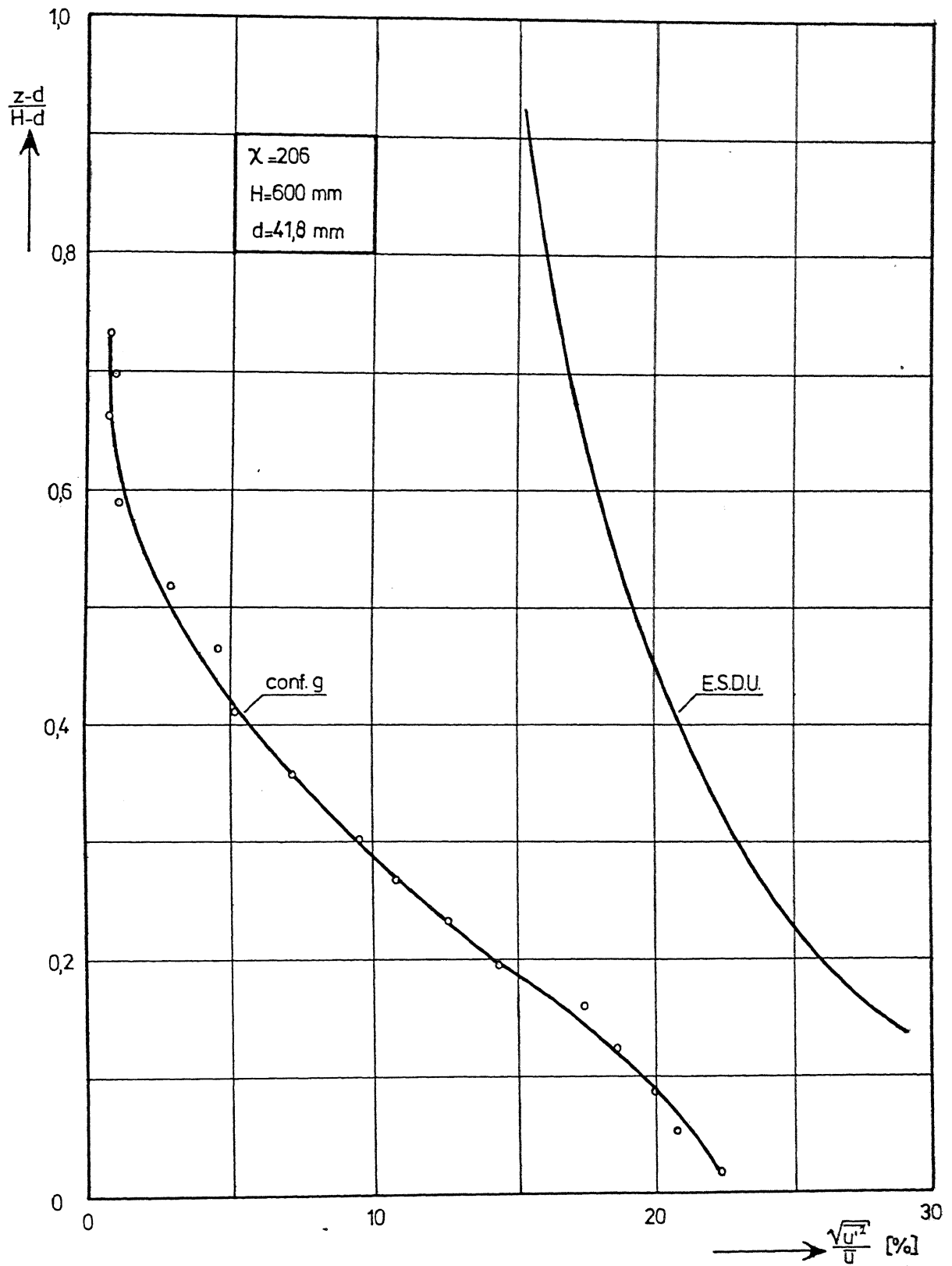


fig.44: Verloop van de turbulentie-intensiteit met de gecorrigeerde hoogte voor conf.g en volgens lit.3.