

STABILITEIT VAN STORTSTEEN
NA UITSTROOMKONSTRUKTIES

Tekst en Bijlagen

M. Fokkens
P. Küppers

TECHNISCHE HOGESCHOOL DELFT
afd. der CIVIELE TECHNIEK
vakgroep WATERBOUWKUNDE

STABILITEIT VAN STORTSTEEN
NA UITSTROOMKONSTRUKTIES

Tekst en Bijlagen

Afstudeerhoogleraren: prof.ir. J.F. Agema
prof.dr.ir. E.W. Bijker

Begeleiders : ir. J. Stuip (vakgroep Waterbouwkunde)
ir. K. Pilarczyk (Deltadienst, RWS)

M. Fokkens

P. Küppers

Maart 1985

TH DELFT

Afd. der Civiele Techniek

Vakgroep Waterbouwkunde

Inhoudsopgave

Lijst van figuren	
Lijst van tabellen	
Lijst van bijlagen	
Lijst van symbolen	

	blz.
<u>Inleiding en samenvatting</u>	1
<u>1. Benaderingen van stabiliteit van stortsteen</u>	7
1.0 Algemeen	7
1.1 Eenparige stroming	8
1.1.1 Theoretische benadering	8
1.1.2 Invloed turbulentie	10
1.2 Niet eenparige stromingen	12
1.2.0 Algemeen	12
1.2.1 Algemene benadering	12
1.2.2 Stabiliteit bij niet eenparige stroming, volgens diverse onderzoekers	14
<u>2. Modelonderzoek M1834</u>	17
2.1 Probleemaanpak M1834	17
2.2 Opzet modelonderzoek	22
2.3 Resultaten	23
2.4 Konklusie M1834	28
2.5 Nadere beschouwing M1834	29
2.6 Onuitgewerkte gegevens M1834	34
<u>3. Theoretisch en literatuuronderzoek naar stroombeeldontwikkeling</u>	35
3.1 Klassifikatie en voorspelling van de stroombeeldontwikkeling	35
3.1.0 Inleiding	35
3.1.1 Voorspelling en beschrijving stroombeelden	37
3.1.2 Rekenmethoden voor diverse stroombeelden	42
3.2 Beschrijving neer achter drempel	46
3.3 Voorspelling snelheidsontwikkeling achter sprong	52
<u>4. Onderzoek naar relatie tussen lokale snelheid en begin van beweging</u>	56
4.1 Uitwerking stroombeeldgegevens	56
4.2 Resultaten stroombeeldgegevens	60
4.3 Verklaring resultaten	61
4.3.1 Invloed turbulentie	61
4.3.2 Invloed voorgeschiedenis	63
4.3.3 Drukken in het steenpakket	69
4.4 Konklusie / aanbevelingen	72

	blz.
5. <u>Nieuw stabiliteitskriterium voor stortsteen achter kokers</u>	74
5.1 Inleiding	74
5.2 Stroombeeldontwikkeling achter kokers	75
5.2.1 Stroombeeldontwikkeling volgens M1834	75
5.2.2 Gedetailleerde stroombeeldbeschrijving	76
5.2.3 Voorspellen van de stroombeeldontwikkeling	81
5.3 Stabiliteitskriterium voor stortsteen achter kokers	81
5.3.1 Bodemstralen / trillende stenen	81
5.3.2 Oppervlaktestralen / trillende stenen	81
5.3.3 Kleine h_s/h_k / trillende stenen	82
5.3.4 Kantelende stenen	82
5.4 Konklusies en evaluatie	83
6. <u>Aanvullend modelonderzoek</u>	84
6.1 Doel van het aanvullend modelonderzoek	84
6.1.1 Stroombeeldontwikkeling bij ruwe bodem	84
6.1.2 Snelheidsmetingen	84
6.2 Modelbeschrijving	85
6.3 Schaalessen	87
6.4 Gemeten grootheden en instrumentatie	89
6.5 Opzet modelonderzoek	90
6.5.1 Stroombeeldontwikkeling bij ruwe bodem	90
6.5.2 Snelheidsmetingen	93
6.6 Resultaten	94
6.6.1 Verwerking en presentatie van de resultaten	94
6.6.1.1 Stroombeeldontwikkeling bij ruwe bodem	94
6.6.1.2 Snelheidsmetingen	94
6.6.2 Analyse	96
6.6.2.1 Stroombeeldontwikkeling bij ruwe bodem	96
6.6.2.2 Snelheidsmetingen	106
7. <u>Konklusies en aanbevelingen</u>	114

Literatuur

Bijlagen

Lijst van figuren

A

- A1 $v_2 / \sqrt{g \Delta D_{50}}$ als functie van h_2 / D_{50} (en h_2 / D_{50})
- A2 $v_2 / \sqrt{g \Delta D_{50}}$ als functie van h_2 / D_{50}
- A3 Lokale snelheid t.p.v. trillen, vlakke vloer, straalaanval.
- A4 Lokale snelheid t.p.v. trillen, vlakke vloer, stromende aanval.
- A5 Lokale snelheid t.p.v. trillen, vlakke vloer, aanval in neren.
- A6 Lokale snelheid t.p.v. trillen, drempel, straalaanval / stromende aanval.
- A7 Lokale snelheid t.p.v. trillen, drempel, aanval in neren.
- A8 Lokale snelheid t.p.v. trillen, zig-zag-overlaat, straalaanval.
- A9 Lokale snelheid t.p.v. trillen, zig-zag-overlaat, stromende aanval / aanval in neren.
- A10 Lokale snelheid t.p.v. trillen, koker, straalaanval.
- A11 Lokale snelheid t.p.v. trillen, koker, stromende aanval.
- A12 Lokale snelheid t.p.v. trillen, koker, aanval in neren.
- A13 Lokale snelheid t.p.v. trillen, vlakke vloer, invloed turbulentie-intensiteit.
- A14 Lokale snelheid t.p.v. trillen, koker, invloed turbulentie-intensiteit.
- A15 Lokale snelheid t.p.v. trillen, vlakke vloer, koker, invloed turbulentie-intensiteit.
- A16 Lokale snelheid t.p.v. trillen, vlakke vloer, koker, invloed turbulentie-intensiteit.
- A17 Drukken in pakket.
- A18 Kokers: aanpassing theoretisch stroombeeld.
- A19 Kokers: bepaling stroombeelden bij kokers.
- A20 Kokers: $v_k / \sqrt{g \Delta D_{50}}$ als functie van h_2 / h_k ; trillen.
- A21 Kokers: $v_k / \sqrt{g \Delta D_{50}}$ als functie van h_2 / h_k ; trillen.
- A22 Kokers: $v_k / \sqrt{g \Delta D_{50}}$ als functie van h_2 / h_k ; kantelen.
- A23 Kokers: $v_k / \sqrt{g \Delta D_{50}}$ als functie van h_2 / h_k ; kantelen.
- A24 Overzicht stroomgoot.
- A25 Bestortingsvarianten.
- A26 Zeefstaat breuksteentjes M1834 ($d_{50} = 20$ mm)
- A27 Zeefstaat breuksteentjes M1834 ($d_{50} = 30$ mm)
- A28 Schematisch overzicht meetopstelling.
- A29 Toegepaste apparatuur.
- A30 Afvoerregiem, toelichting stroombeeldontwikkeling.
- A31 Afvoerregiem, situatie I4X3
- A32 Afvoerregiem, situatie I8X3
- A33 Afvoerregiem, situatie I12X3
- A34 Afvoerregiem, situatie I12X2
- A35 Afvoerregiem, situatie I12X1
- A36 Afvoerregiem, situatie I12X0
- A37 Afvoerregiem volgens Bianchi / Talaat.
- A38 Afvoerregiem volgens Bianchi.
- A39 Afvoerregiem, situatie I12X0
- A40 Afvoerregiem, situatie I4X3, I12X3
- A41 Afvoerregiem, situatie I4X3
- A42 Afvoerregiem, situatie I4X3
- A43 Afvoerregiem, situatie I12X3
- A44 Afvoerregiem, situatie I4X3 / I12X3

Lijst van figuren (vervolg)

- A45 Afvoerregiem, situatie I8X3
A46 Afvoerregiem, situatie I12X1 / I12X2 / I12X3
A47 Afvoerregiem, situatie I12X0 / I12X3
A48 Afvoerregiem, situatie I12X2
A49 Afvoerregiem, situatie I12X0
A50 Afvoerregiem, situatie I4X3 / I8X3 / I12X3 / I12X2 / I12X1 / I12X0
A51 Karakteristieke snelheden t.p.v. kantelen. ($\bar{u}_{gem} / \sqrt{g \Delta D_{50}}$)
A52 Karakteristieke snelheden t.p.v. kantelen. ($\bar{u}_{max} / \sqrt{g \Delta D_{50}}$)
A53 Karakteristieke snelheden t.p.v. kantelen. ($(u_{max})_{gem} / \sqrt{g \Delta D_{50}}$)
A54 Karakteristieke snelheden t.p.v. kantelen. ($(u_{max})_{max} / \sqrt{g \Delta D_{50}}$)
A55 $v_2 / \sqrt{g \Delta D_{50}}$ als functie van h_2/h_3 , trillen, golvende afvoer.
A56 $v_1 / \sqrt{g \Delta D_{50}}$ als functie van h_2/h_3 , trillen, verdronken sprong

D

De tekeningen-map bevat de tekeningen D 1 t/m D 111 welke dia-presentaties vormen van onderzochte stromingssituaties uit het onderzoek M1834.

S

S1 t/m S89: Gemeten snelheidsverdelingen in de situaties, welke zijn onderzocht in het aanvullende modelonderzoek.

R

RUN I t/m XVIII: Stroombeelden en snelheidsverdelingen, vastgesteld in het aanvullend modelonderzoek.

Lijst van tabellen

1. Berekende en gemeten straaldiktes / M1834.
2. Berekende en gemeten grootheden M1834: situatie I, (trillen).
3. Berekende en gemeten grootheden M1834: situatie IIa, (trillen).
4. Berekende en gemeten grootheden M1834: situatie IIb, (trillen).
5. Berekende en gemeten grootheden M1834: situatie IIc, (trillen).
6. Berekende en gemeten grootheden M1834: situatie IIIa, (trillen).
7. Berekende en gemeten grootheden M1834: situatie IIIb, (trillen).
8. Drukken in pakket.
9. Kokers / trillen.
10. Kokers / kantelen.
11. Gemeten en berekende grootheden t.b.v. snelheidsmetingen.
12. Gemeten en berekende grootheden / snelheden t.p.v. kantelen.

Lijst van bijlagen

- I. Verhanglijnberekening.
- II-a. Snelheidsontwikkeling achter koker volgens Rajaratnam.
- II-b. Snelheidsontwikkeling achter koker volgens Rajaratnam:
plane turbulent wall jets.
- II-c. Bruikbaarheid theorie Rajaratnam voor situatie met
vlakke vloer.
- III. Verwerking meetresultaten stroombeeldontwikkeling bij
ruwe bodem.
- IV. Verwerking meetresultaten snelheidsmeting.

Lijst van symbolen

b	breedte	(m)
C	konstante van Chézy	(m ² /s)
D	steendiameter	(m)
D50	diameter van zeefopening waardoor 50% valt	(m)
F	kracht	(N)
Fr	Froudegetal (v/\sqrt{gh})	-
Fk	Froudegetal in koker (v_k/\sqrt{gh})	-
g	versnelling zwaartekracht	(m/s ²)
h1	bovenstroomse waterhoogte	(m)
h2	benedenstroomse waterhoogte	(m)
hb	afstand waterspiegel - bovenkant straal	(m)
hs	hoogte van de sprong	(m)
hk	hoogte van de koker	(m)
hv	stroomvoerende hoogte direkt achter sprong	(m)
i	verhang	-
K	kritieke diepte = $\sqrt[3]{\alpha q^2/g}$	(m)
Ln	lengte neer	(m)
p	druk	(m.w.k)
Q	debiet	(m ³ /s)
q	debiet per m'	(m ² /s)
Re	Reynolds getal $v \cdot h / \nu$	-
Re*	Reynolds getal $u_* \cdot h / \nu$	-
Rehs	Reynolds getal $u_o \cdot h / \nu$	-
r	relatieve turbulentie intensiteit	-
r _b	relatieve turbulentie - intensiteit bij de bodem	-
t	tijdstip	(s)
u*, v*	schuifspanningssnelheid	(m/s)
U, V	snelheid	(m/s)
X	afstand	(m)
α, β	constante	-
α	$\frac{v^2 \cdot h}{\bar{v}^3 \cdot h}$	-
γ	$\rho \cdot g$	(kg/m ² s ²)
Δ	$\left(\frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_w}\right)$	-
ρ_s	dichtheid van steen	(kg/m ³)
ρ_w	dichtheid van water	(kg/m ³)
τ_o	schuifspanning aan de bodem	(N/m ²)
ψ	stabiliteitsparameter van Shields ($u_*^2 / \Delta g D$)	-
ψ_k	stabiliteitsparameter ($v_k^2 / \Delta g D$)	-
δ	dikte grenslaag	(m)
ξ	stabiliteitsparameter	-

Inleiding

Benedenstrooms van een uitstroomkonstruktie (bijvoorbeeld een sluis, duiker, woelbak) wordt gewoonlijk een bodemverdediging aangebracht ter voorkoming van uitschuring en het ontwikkelen van een diepe ontgrondingskuil achter het kunstwerk. Indien deze verdediging bestaat uit een bestorting van een of meerdere lagen stortsteen, dient de dimensie van deze stortsteen bepaald te worden.

Er worden veel bureau-adviezen uitgebracht gebruik makend van onderzoekresultaten van de eenparige stroming. De stroming direkt achter de konstruktie is alles behalve eenparig. Via korrektiefactoren (bijvoorbeeld voor hoge turbulentie-intensiteit en/of afwijkende snelheidsverdeling) wordt dan geprobeerd formules voor de eenparige stroming aan te passen voor de niet eenparige stroming. Het risico van foute dimensionering volgens deze methode is groot.

In opdracht van Deltadienst, Rijkswaterstaat, is door het Waterloopkundig Laboratorium te Delft een onderzoek verricht naar de stabiliteit van stortsteen bij verschillende typen konstrukties. De uitwerking van de meetgegevens heeft zich beperkt tot een black-box benadering om zo snel mogelijk voor de praktijk bruikbare resultaten te kunnen presenteren.

Bij de uitwerking van de proefresultaten is gebleken dat de relatie tussen gemiddelde stroomsnelheden (meestal gedefinieerd op de overgang van konstruktie naar bestorting of ver benedenstrooms) en het begin van beweging zeer onduidelijk is. Dit is o.a. een gevolg van het feit dat begin van beweging niet gerelateerd is aan de ter plaatse van schade lokale (bodem-) snelheid, maar aan de z.g. referentiesnelheid in een andere dwarsdoorsnede.

In rapport M1834 wordt het belang van de stroombeeldontwikkeling voor de stabiliteit van de bestorting bevestigd. Omtrent het voorspellen van de stroombeeldontwikkeling (parametrische beschrijving) en in het bijzonder van snelheden en turbulentie-intensiteiten bij de bodem wordt opgemerkt dat nog veel systematisch onderzoek verricht zal moeten worden. Hierbij kan gebruik gemaakt worden van de beschikbare meetgegevens, literatuur en eventueel resultaten van aanvullende proeven.

Het bovenstaande heeft voor ons aanleiding gegeven dit onderwerp als afstudeerprojekt te onderzoeken.

Ir. J. Umland van het W.L. heeft ons de, deels niet in het rapport M1834 gepubliceerde, meetgegevens verschaft, welke belangrijke informatie opleverde.

De begeleiding omtrent opzet en nadere uitwerking van het afstudeerwerk lag in handen van ir. J. Stuip van de vakgroep Waterbouwkunde en ir. K. Pilarczyk van de Deltadienst.

Het afstudeerwerk is verricht onder verantwoording van prof.dr.ir. E.W. Bijker en prof.ir. J.F. Agema.

Samenvatting

Per hoofdstuk wordt hieronder een korte samenvatting gegeven.

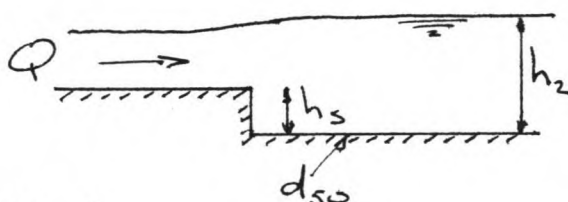
Hoofdstuk 1

In dit hoofdstuk worden benaderingen gegeven voor de stabiliteit van stortsteen. De stroming achter een uitstroomkonstruktie is verre van eenparig. Toch wordt ook de eenparige stroming behandeld omdat niet-eenparige situaties vaak benaderd worden door gekorri-geerde eenparige situaties. De invloed van het stroombeeld op de benaderingen wordt besproken.

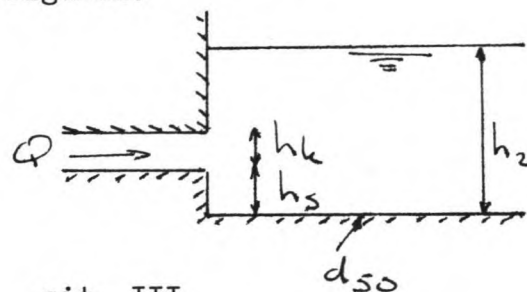
Tenslotte wordt ingegaan op enkele bestaande stabiliteitskriteria (bijv. Isbash, Peterka).

Hoofdstuk 2

In dit hoofdstuk wordt een kort overzicht gegeven van het onderzoek M1834: stabiliteit van stortsteen onmiddellijk na constructies, zoals dit is uitgevoerd bij het Waterloopkundig Laboratorium in Delft. De belangrijkste onderdelen van het rapport, welke aanleiding geven tot een vervolgonderzoek, zullen vermeld worden, waarbij de aandacht zich richt op de situaties I (vlakke vloer met sprong) en III (kokerkonstruktie), zie onderstaande figuren.



sit. I



sit. III

De probleemstelling luidde: Wat is de relatie tussen de geometrie van een konstruktie en de hydraulische parameters (debiet en benedenwaterstand) enerzijds en de stabiliteit van de bodembescherming anderzijds?

De analyse leverde op dat de stabiliteit een functie is van debiet (q), de benedenwaterstand (h_2), de spronghoogte (h_s), de kokerhoogte (h_k), de steendiameter (d_{50}) en de relatieve dichtheid (Δ).

Via dimensie-analyse volgt:

$$\text{stabiliteit} = \text{functie} \left[\frac{q^2}{\Delta g d_{50} h_2}, \frac{h_k}{h_2}, \frac{h_s}{h_2}, \frac{q}{\sqrt{g h_2}} \right]$$

De opzet van het onderzoek is beschreven waarbij de stabiliteit bij de diverse geometriën nader is onderzocht als functie van debiet, spronghoogte, benedenwaterstand en steendiameter. De stabiliteit is beoordeeld aan de hand van 2 criteria, te weten "trillen", waarbij de stenen in beweging komen, en "kantelen", waarbij stenen verplaatsen.

De resultaten van het modelonderzoek worden beschreven aan de hand van figuren, waarbij een viertal presentatiemethoden is gebruikt.

Methode C, waarbij $\frac{v_2}{\sqrt{\Delta g d_{50}}}$ wordt uitgezet als functie van

h_2/d_{50} (en h_s/d_{50}) bleek de meest bruikbare.

Voor trillen resp. kantelen zijn de verschillende varianten afzonderlijk beschreven.

Er wordt een vergelijking gemaakt tussen de onderzoekresultaten en de geldende ontwerpnormen voor eenparige en niet-eenparige stroming. De formules voor de eenparige stroming bieden geen van alle voldoende veiligheid tegen trillen of kantelen. Van de niet-eenparige voldoen DHL², Peterka en Isbash voor de meeste onderzochte situaties, wanneer voor de gemiddelde snelheid de snelheid (v_1) op de sprong wordt gesubstitueerd.

De oorzaak van de sterke afwijking van het gedrag bij eenparige stroming ligt in de afwijkende stroombeeldontwikkeling. Wanneer een oppervlaktestraal overgaat in een bodemstraal, wordt de aanval op de bestorting heviger en mag een lagere (gemiddelde) snelheid v_2 worden toegelaten om begin van beweging te voorkomen.

In een nadere beschouwing van het rapport M1834 wordt het belang van de stroombeeldontwikkeling voor de stabiliteit nogmaals benadrukt en wordt aangegeven dat een meer geschikte wijze om de stabiliteit te beoordelen is: uitgaande van geometrie, debiet en benedenwaterstand een voorspelling geven van de stroombeeldontwikkeling en snelheden en turbulentie-intensiteiten bij de bodem, om m.b.v. deze gegevens de benodigde steendiameter (d_{50}) te bepalen.

Aangegeven wordt welke gegevens in het onderzoek M1834 zijn verzameld maar nog niet zijn uitgewerkt. Het betreft hier:

- dia's waarop de stroombeeldontwikkeling tot uiting komt en waaruit lokale snelheden bepaald kunnen worden;
- gemeten snelheidsverdelingen (in de vertikaal) welke informatie geven over snelheden en turbulentie-intensiteiten;
- gemeten bodemdrukken.

Hoofdstuk 3

Hier wordt de stroombeeldontwikkeling theoretisch beschreven. Er wordt hoofdzakelijk ingegaan op situatie I (vlakke vloer met sprong). De voorspelling van het stroombeeld, volgens diverse onderzoekers, wordt behandeld.

Berekeningsmethoden en beschrijving van het stroombeeld worden per stroombeeld aangegeven.

De snelheidsontwikkeling achter een sprong wordt beschreven met straaltheorieën, zoals deze door Rajaratnam zijn afgeleid voor situaties met gladde bodem. Uit een vergelijking met gegevens uit rapport M1834 volgt dat voor een kokerconstructie de voorspelling van Rajaratnam redelijk bruikbaar is, mits de koker diep genoeg onder water ligt en de invloed van de ruwheid klein is.

Hoofdstuk 4

Aan dia-presentaties, verzameld tijdens het onderzoek M1834, is informatie ontleend over de lokale stromingssituatie op de posities waar trillen optrad in de onderzochte geometrieën. Bij de bodem is de lokale kritieke, snelheid bepaald en de bijbehorende turbulentie-intensiteit globaal bepaald.

De aanval op de bestorting kan gepresenteerd worden als:

- straal aanval, gekenmerkt door:
 - rechte stroomlijnen
 - hoge snelheden
 - lage turbulentie-intensiteiten

- aanval in neren:
 - sterk gekromde stroomlijnen
 - lage snelheden
 - hoge turbulentie-intensiteiten
- stromende aanval:
 - min of meer rechte stroomlijnen
 - middelmatige snelheden
 - middelmatige turbulentie-intensiteiten.

M.b.v. een grafische presentatie is de invloed van de turbulentie-intensiteit aangegeven, evenals de invloed van de stroombeeldontwikkeling op de lokale stromingssituatie.

Als belangrijkste konklusies zijn vermeld, dat:

- als het stroombeeld duidt op een straalaanval, trillen optreedt bij hoge lokale snelheden;
- als er sprake is van een uitgestrekt nergebied (onder een oppervlaktestraal), trillen optreedt bij lage lokale snelheden waarbij de turbulentie-intensiteiten hoog zijn.

Op basis van gemeten bodemdrukken is getoetst of overdrukken onder de bestorting verantwoordelijk kunnen worden geacht voor oplichten van stenen in het pakket. Dit is niet het geval. De gemeten overdrukken onder de bestorting verschillen nauwelijks van de hydrostatische drukken boven het pakket. De invloed van stroming door het pakket kan op deze wijze niet kwantitatief worden uitgedrukt.

Tenslotte wordt beschreven dat een schatting van de lokale stromingssituatie welke verantwoordelijk wordt geacht voor trillen pas kan worden gedaan wanneer de verwachte plaats van zwaarste aanval duidelijk voorspeld kan worden. Bij trillen kunnen toevallige gebeurtenissen doorslaggevend zijn. Wanneer het criterium kantelen beschouwd wordt of wanneer zelfs schade geaccepteerd wordt, is waarschijnlijk een meer eenduidige relatie stroombeeldontwikkeling - stabiliteit vast te stellen.

Hoofdstuk 5

Het stabiliteitscriterium voor kokers, zoals dit is gepresenteerd in rapport M1834, is als ontwerpnorm slechts bruikbaar in die situaties waar de geometrie gelijk is aan die van de 2 onderzochte kokers. De stroombeeldontwikkeling, van groot belang voor de stabiliteit, is onvoldoende tot uiting gebracht.

Deze wordt in dit hoofdstuk langs theoretische weg afgeleid en aangepast m.b.v. M1834 meetgegevens. Vervolgens wordt per stroombeeld (oppervlaktestraal, bodemstraal) een stabiliteitscriterium bepaald.

Hoofdstuk 6

Gezien het belang van een juiste stroombeeldvoorspelling voor de stabiliteit en de informatie hierover in de literatuur waarbij slechts situaties met gladde bodem zijn onderzocht, is een aanvullend onderzoek verricht in het Laboratorium van Vloeistofmechanica.

De aandacht richt zich op situatie I (vlakke vloer met sprong). Het afvoerregiem zal worden vastgesteld als functie van geometrie (h_s, d_{50}), debiet (Q) en benedenwaterstand (h_2).

In een tweede serie metingen zullen proeven uit de M1834-serie worden gereproduceerd en zullen snelheidsverdelingen (in de vertikaal) worden vastgelegd op die posities waar trillen (of kantelen) is gekonstateerd. Verder zullen snelheidsverdelingen worden bepaald in de minimale doorsnede achter de sprong bij stromingssituaties waarbij een vrije of verdronken sprong optreedt.

Naast een beschrijving van het model worden de schaalessen besproken, waarbij nagegaan is of viskositeitsinvloeden een rol zullen spelen.

Na een beschrijving van de gemeten grootheden volgt een grafische presentatie van de meetresultaten.

Als belangrijkste konklusies gelden:

- voor de stroombeeldontwikkeling bij ruwe bodem:

Een bruikbare presentatie is die grafiek waarbij het afvoerregiem uitgezet wordt als functie van debiet (uitgedrukt in $\frac{Q}{h_s}$) en benedenwaterstand ($\frac{h_2}{h_s}$). Omdat er sprake is van een ruwe

bodem, ontstaat er, vooral bij kleine spronghoogten, een (steile) verhanglijn. Uit onderling vergelijk van figuren bij verschillende ruwheden blijkt dat de waterstand op 3 m benedenstroom geen goede maat is om het afvoerregiem te voorspellen. De waterstand dicht achter de sprong (bijv. op 1 m) is bepalend.

Wanneer de spronghoogte groot is, neemt de invloed van de ruwheid af.

Eén universele ontwerpgrafiek voor het afvoerregiem is voorlopig niet goed mogelijk wanneer geen informatie gegeven is over de minimale waterhoogte direkt achter de sprong.

Verder is het wel of niet voorkomen van lucht onder de overstortende straal van belang voor de stroombeeldontwikkeling.

- snelheidsmetingen:

M.b.v. gemeten snelheidsverdelingen is getracht één parameter te bepalen welke de relatie snelheid - stabiliteit redelijk beschrijft (bijv. gemiddelde snelheid t.p.v. trillen in de stroomvoerende hoogte). Dit is niet goed mogelijk omdat er t.p.v. trillen (resp. kantelen) een grote verscheidenheid aan snelheidsverdelingen is vastgesteld. De invloed van de lokale stromingssituatie (turbulentiestructuur) is niet in één enkele parameter uit te drukken.

Uit de gemeten snelheidsverdelingen bij een vrije sprong blijkt dat m.b.v. een korrektie voor de niet-uniforme snelheidsverdeling achter de sprong een voorspelling kan worden gedaan (m.b.v. de theorie van Moore) voor de straaldikte.

Tenslotte is, voor de afzonderlijke afvoerregiems verdronken watersprong en golvende afvoer m.b.v. M1834 gegevens een stabiliteitskriterium vastgesteld, welke voldoende veiligheid biedt tegen trillen, uitgedrukt in snelheid op de sprong (\bar{v}_1) of benedenstrooms (\bar{v}_2).

Hoofdstuk 7

Hier worden enkele belangrijke konklusies uit het onderzoek vermeld.

Van groot belang voor de stabiliteit is een juiste voorspelling van het stroombeeld. Dit kan gebeuren voor de situaties vlakke vloer met sprong en koker wanneer bekend zijn: geometrie (h_s, h_k), benedenwaterstand (h_2) en debiet (Q).

Wanneer het stroombeeld bekend is, zou het wenselijk zijn per stroombeeld een stabiliteitskriterium op te stellen. Dit is getracht te doen op basis van M1834 gegevens en aanvullend onderzoek. Het is niet mogelijk gebleken de lokale snelheid (bij de bodem) en de soms ingewikkelde turbulentie-structuur uit te drukken in één parameter.

In de situatie vlakke vloer met sprong is wanneer een verdronken sprong optreedt het kriterium van Isbash geldig. Wel dient dan de z.g. stroomvoerende hoogte bekend te zijn.

Voor kokers is een stabiliteitskriterium afgeleid per stroombeeld (bodem- of oppervlaktestraal).

Tenslotte volgen enkele aanbevelingen.

Nu een redelijke voorspelling van de stroombeeldontwikkeling achter de sprong mogelijk is, dient vervolgonderzoek zich te richten op een parametrische beschrijving van de aanval op de bestorting waarin de lokale stromingssituatie tot uiting komt.

1. Benaderingen van stabiliteit van stortsteen

1.0 Algemeen

Met behulp van de wet van Newton kan een stroming worden beschreven en is er een onderverdeling te maken.

$$\begin{aligned}
 F &= \frac{d}{dt} mv = m \frac{dv}{dt} & (1) \\
 &= m \left(\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial s} * \frac{\partial s}{\partial t} \right)
 \end{aligned}$$

$$\text{dus } F = m \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v * \frac{\partial v}{\partial s} \right)$$

De volgende definities gelden:

- Permanente stroming (stationair): $\frac{\partial v}{\partial t} = 0$
- Eenparige stroming (uniform) : $\frac{\partial v}{\partial s} = 0$

Direkt achter een uitstroomkonstruktie is er een stationaire niet eenparige stroming. Hierbij zijn snelheidsvariatiëes mogelijk in drie richtingen. Voor de twee dimensionale schematisatie zijn ze er alleen in langsrichting en in de vertikaal.

De stabiliteit bij niet eenparige stationaire stroming wordt vaak bepaald met behulp van korrekties op de wijze van bepaling bij eenparige stroming. Daarom wordt in 1.1 eerst de eenparige stroming behandeld en in 1.2 de niet eenparige.

1.1 Eenparige stroming

1.1.1 Theoretische benadering

Bij een eenparige stroming is het snelheidsprofiel volledig ontwikkeld

De schuifspanning aan de bodem 'hoort' bij het snelheidsprofiel.

Dit snelheidsprofiel kan benaderd worden door een logaritmische functie. De volgende relaties kunnen worden afgeleid:

$$u_y = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{y}{y_0} = 2.5 u_* \ln \frac{y}{y_0} \quad (2)$$

$$\bar{u} = 5.75 u_* \log (12h/\kappa_s) \quad (3)$$

$$\text{waarin } u_* = \sqrt{\tau_0/\rho_w} \quad (4)$$

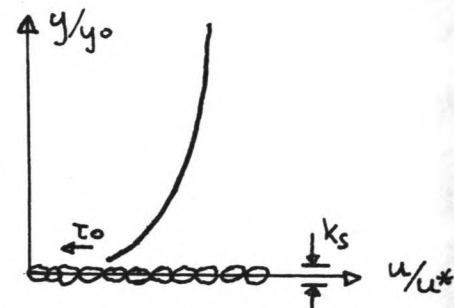


fig. 1.1
definitieschets

De vorm van het ontwikkelde profiel geeft informatie over de bodemschuifspanning. Een vol profiel (b) betekent een kleine τ_0 en een leeg profiel (a) een grote τ_0 .

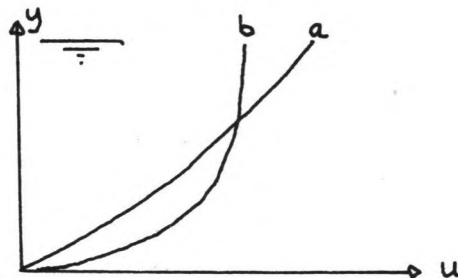


fig. 1.2

De u_* en dus ook de τ_0 , is voor uniforme stroming te bepalen uit het snelheidsprofiel. Een benadering voor u_* is:

$$u_* = \frac{\kappa (y_1 + y_2)}{2 (y_2 - y_1)} \{u_2 - u_1\} \quad (\text{Lit. 19}) \quad (5)$$

De kracht (F) die ervoor zorgt dat de stenen instabiel worden, kan gezien worden als een combinatie van sleep, lift en viskeuze krachten. De kracht is te schrijven als:

$$F = \alpha_1 \tau_0 D^2 \quad (6)$$

waarin: - α_1 aangeeft de: .vormfaktor van de steen
.turbulentiestructuur
.turbulentie-intensiteit.

- D is een maatgevende diameter van de stenen.
Bij een uniform mengsel bijvoorbeeld de D50.

De kracht die ervoor zorgt dat de steen stabiel blijft, kan gezien worden als de zwaartekracht die op de steen werkt. Deze is te schrijven als:

$$G = \alpha_2 (\rho_{st} - \rho_w) \cdot g \cdot D^3 \quad (7)$$

waarin α_2 aangeeft de: . haakweerstand van de stenen
 . pakking van het steenpakket
 . gradering van het steenpakket.

α_1 en α_2 geven de beïnvloeding van factoren aan de belasting en sterktekant weer, die niet in formules 6 en 7 voorkomt. Vergelijking van beide krachten geeft een stabiliteitskriterium.

$$\alpha_1 \tau_0 D^2 \geq \alpha_2 (\rho_{st} - \rho_w) g \cdot D^3 \quad (8)$$

of met $\tau_0 = \rho_w u_*^2$

$$\frac{(\rho_w) u_*^2}{(\rho_{st} - \rho_w) \cdot g \cdot D} \geq \alpha_2 / \alpha_1 \quad \text{of} \quad (9)$$

$$\left(\frac{u_*^2}{g D} \right) \geq \psi_{kr} \quad (10)$$

In deze ψ_{kr} zitten de invloeden van de factoren die de waarden van α_1 en α_2 bepalen.

Voorals Shields heeft het verloop van de waarde van uitgebreid onderzocht. ψ_{kr} bleek een functie van een Reynoldsgetal te zijn. ($Re_* = u_* \cdot D / \nu$)

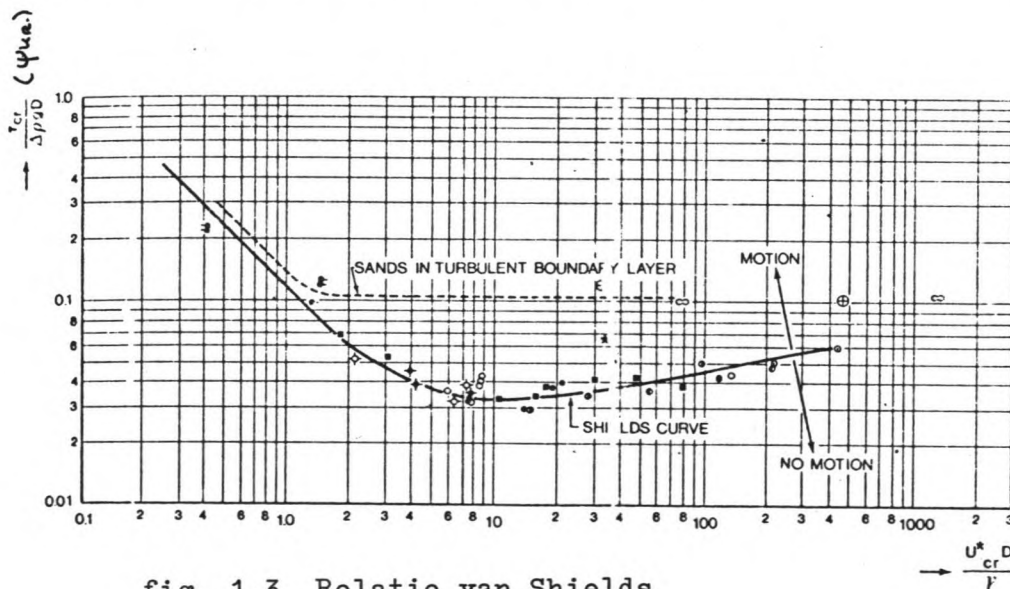


fig. 1.3 Relatie van Shields

Voor $Re_* > 200$ à 500 is ψ_{kr} niet langer Reynoldsgevoelig. Dit is meestal het geval voor stortsteenbekledingen. De kritieke ψ waarde volgens Shields is nogal hoog voor stortsteen ($\psi_{kr} = 0.06$). Bij deze waarde treedt er al een merkbaar transport op. Afhankelijk van het geaccepteerde schadeniveau moet ψ_{kr} vastgesteld worden. In de meeste praktische gevallen wordt $\psi_{kr} = 0.03$ aangehouden. Paintal (Lit. 25) geeft de ψ_{kr} al functie van een dimensieloze transportparameter. Hij onderscheidt twee gebieden. Een voor hoge transporten waarin $\psi_{kr} > 0.06$ en een voor lage transporten waarin $\psi_{kr} = 0.02$. Bij een geaccepteerde schade kan men nu de ψ_{kr} bepalen.

1.1.2 Invloed turbulentie

Een stroming boven een bodembescherming zal altijd min of meer turbulent zijn. Een turbulente stroming kan beschouwd worden als een gemiddelde beweging (\bar{u}) met daarop gesuperponeerd een variërende beweging (u').

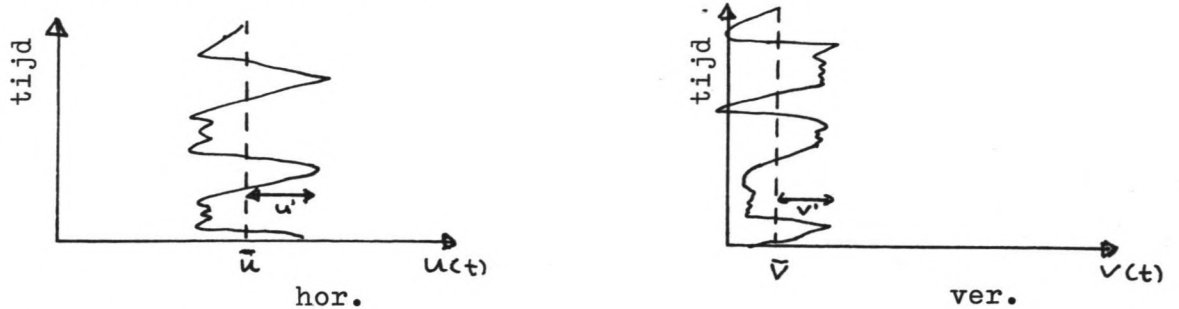


fig. 1.4

De maximale snelheid kan geschreven worden als:

$$v_{\max.} = \bar{v} + \alpha \sigma \quad (11)$$

hierin is α een constante die vaak gelijkgesteld wordt aan 3 en:

$$\sigma = \lim_{T \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T \{ (v_t - \bar{v})^2 dt \}}^{1/2} \quad (12)$$

Vaak wordt ook de relatieve turbulentie-intensiteit gebruikt.

$$R = \frac{\sigma}{\bar{v}} \quad (13)$$

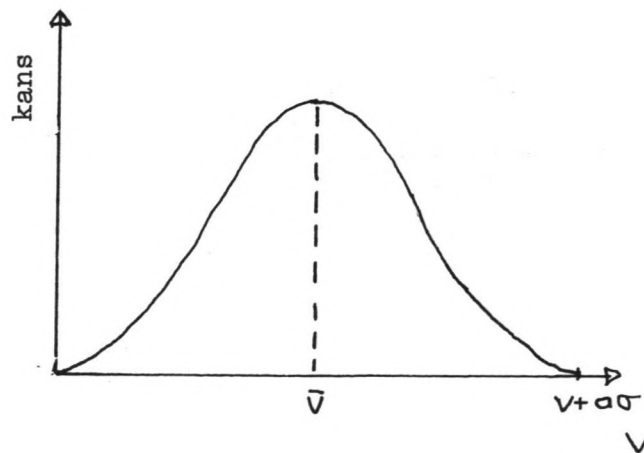


fig. 1.5

$$(11) \text{ en } (13) \text{ samen levert: } v_{\max.} = \bar{v} + 3R\bar{v} \quad (14)$$

Turbulente stroming kan voorgesteld worden door een circelbeweging die gesuperponeerd wordt op een niet fluctuerend deel. In een tweedimensionaal model zijn de horizontale turbulenties van dezelfde orde van grootte als de vertikale.

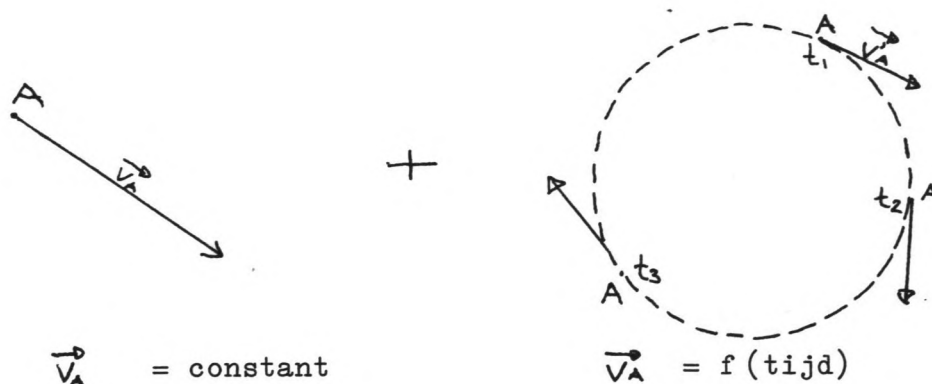


fig. 1.6 Constant en fluctuerend deel van de snelheid bij stationaire stroming in een vast punt.

Door de turbulentie ontstaat een meer blokvormig profiel, zodat de snelheden bij de bodem veel groter zullen zijn dan bij de Poiseuillestroming.

De turbulentie zorgt ook voor drukfluctuaties op het steenpakket, die nadelige invloed hebben op de steenstabiliteit.

Turbulentie is dus ongunstig voor de stabiliteit van stortstenen bodembeschermingen.

1.2 Niet eenparige stromingen

1.2.0 Algemeen

Onmiddellijk achter kunstwerken, waar de stortstenen liggen is de stroming niet eenparig

Bovenstrooms treden vaak versnellingen op en benedenstrooms van het kunstwerk vertragingen.

Deze vertragingen en versnellingen zijn de oorzaak van de niet eenparige stroming. Het stroombeeld wordt gekenmerkt door:

- . snelheidsgradiënten
- . snelheidscomponenten loodrecht op de stromingsrichting
- . hoge turbulentie-intensiteiten
- . neren
- . wervels
- . golven.

Deze situatie is duidelijk ongunstiger voor de stabiliteit van de stortstenen dan bij een eenparige stroming.

In de praktijk wordt vaak geprobeerd de niet eenparige stroming toch te beschrijven met voor eenparige stroming geldende formules. Via correctiefactoren (bijvoorbeeld voor turbulentie) wordt geprobeerd de niet eenparigheid mee te nemen in een stabiliteitskriterium.

1.2.1 Algemene benadering

Afhankelijk van de geometrie van het kunstwerk en de hydraulische randvoorwaarden zal er zich een stroombeeld instellen. Dit stroombeeld zal zich in een tweedimensionaal model kenmerken door horizontale en verticale snelheidsverdelingen over respectievelijk de horizontale en verticale assen. Ook de turbulentiestructuren (wervels, turbulentie op kleine schaal) kenmerken het stroombeeld.

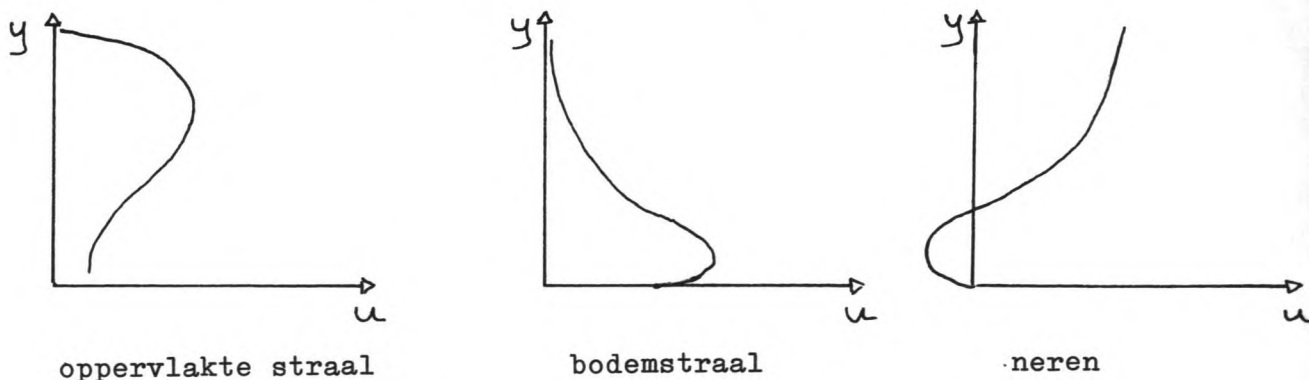
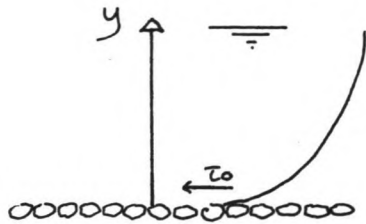


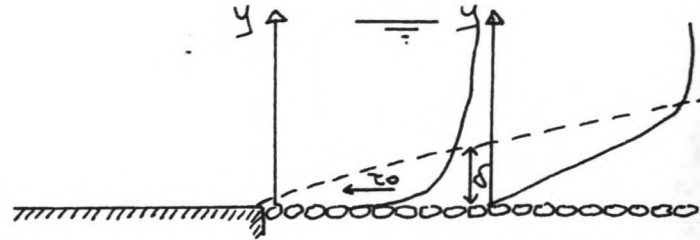
fig. 1.7 Snelheidsvertikalen voor horizontale snelheden bij niet eenparige stromingen.

Zo zijn er diverse snelheidsvertikalen mogelijk. Informatie over de stroombeeldontwikkeling geeft inzicht in de aanval op de bestorting.

Over het exakte mechanisme dat ervoor zorgt dat een steen instabiel wordt, is nog weinig bekend. Een aanpak zoals die gevolgd werd bij eenparige stroming is onjuist. Dit illustreert figuur 1.8.



eenparig: kleine τ_0



niet eenparig: grote τ_0

fig. 1.8

Een vol snelheidsprofiel betekent bij eenparige stroming een lage schuifspanning aan de bodem. Indien er versnellingen optreden of indien de stroming van een gladde naar een ruwe bodem gaat, betekent een vol profiel juist een grote aanval op de bestorting Lit. 5

Hier komt nog eens bij dat achter kunstwerken een neer ontstaat. De grote snelheid bovenstrooms komt in contact met het stilstaande water achter de drempel. Er ontstaat dan een schuifspanning tussen de 2 stromingen. Het resultaat is dan een vervormd snelheidsprofiel, hoge turbulenties en wervels.

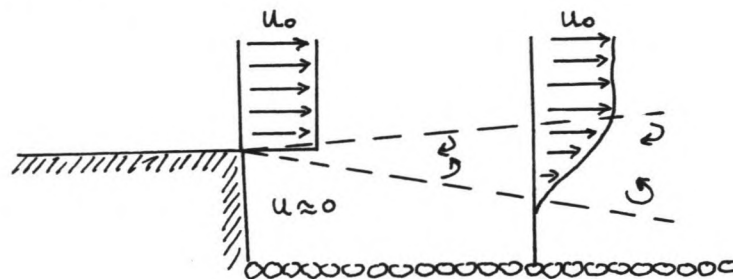


fig. 1.9

Dit profiel komt vervormd bij de bodem aan. De vorm ervan heeft niets met die van de eenparige stroming te maken.

De vraag is dus, van welke parameters is de kracht die instabiliteit veroorzaakt een functie, en wat is die functie.

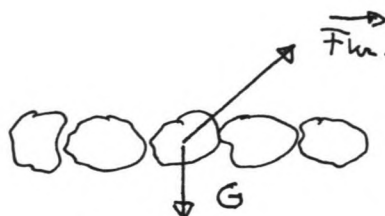


fig. 1.10 : $\vec{F}_{ue.} = f(?, ?, ?)$

Het probleem wordt als volgt geschematiseerd. De kracht die het stromend water op een steen uitoefent is de resultante van krachten ten gevolge van drukgradiënten en viskeuze wrijving. Bij niet eenparige stroming is de verwachting dat de direkte stroomaanval met drukgradiënten maatgevend is. Wil de bestorting stabiel zijn dan moet er evenwicht zijn tussen de zwaartekracht G en de kracht F . In formulevorm:

$$G = \alpha F \quad (15)$$

waarin α een coëfficiënt is afhankelijk van de onderlinge haakweerstand van de stenen, de pakking van het pakket en misschien nog andere onbekende factoren.

Nu is:

$$G = (\rho_s - \rho_w) * g * \beta * D^3 \quad \text{en} \quad (16)$$

$$F = C_f * \frac{\rho_w * \gamma * D^3 * v^2}{2} \quad (17)$$

waarin: β en γ coëfficiënten zijn afhankelijk van de korrelvorm
 D de korreldiameter is
 C_f is de lift en stuwdrukcoëfficiënt
 v is de snelheid.

Uit (15), (16) en (17) volgt nu:

$$\frac{v^2}{\Delta \rho g D} = \frac{2\beta}{\alpha \cdot \gamma \cdot C_f} = C \quad (18)$$

C is dus een functie van de pakking, de korrelvorm en de haakweerstand. Misschien spelen er nog onbekende factoren een rol die de waarde van C bepalen. De bepaling van v uit (18) zou kunnen volgen uit het stroombeeld (bodem of oppervlaktestraal). Met twee belangrijke factoren is in de afleiding nog geen rekening gehouden, dit zijn de turbulentiestructuur en intensiteit en de eventuele overdrukken in het steenpakket. Deze factoren kunnen invloed hebben op de steenstabiliteit. Per stroombeeld zijn ze verschillend, zodat ook C uit (18) gegeven de bodemsnelheid per stroombeeld verschillend kan zijn.

1.2.2 Stabiliteit bij niet eenparige stroming, volgens diverse onderzoekers

Zoals in 1.2.0 is aangegeven, wordt de stabiliteit bij niet eenparige stromingen vaak behandeld als die van eenparige, met daarop eventuele correcties. In het M1834 rapport [Lit. 18] worden diverse methodes behandeld.

De daar behandelde methodes komen op het volgende principe neer. Voor de snelheid wordt de snelheid bovenstrooms op de drempel of in de koker genomen.

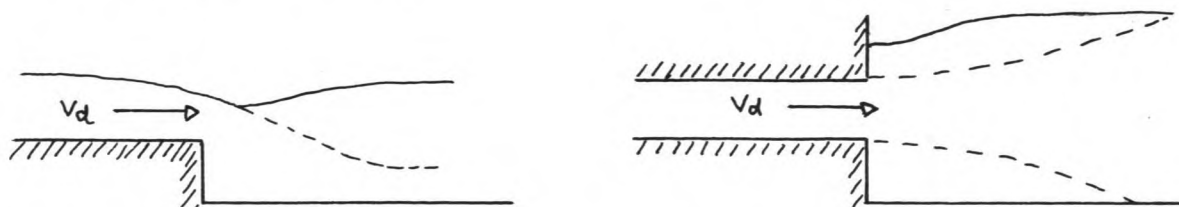


fig. 1.10

Deze snelheid wordt dan ingevuld in vergelijkingen voor eenparige stroming.
Zo geeft Isbash twee criteria voor eenparige stromingen.

$$D = 0.7 \sqrt{2\Delta g} \quad \text{voor een steen in een horizontaal bed, dus weinig turbulentie.} \quad (19)$$

en

$$D = 1.4 \sqrt{2\Delta g} \quad \text{voor een steen op de kruin van een dam, dus veel turbulentie.} \quad (20)$$

Als de straal naar de bodem duikt, is er inderdaad overeenkomst met de situatie waarvoor vergelijking (20) geldt. Indien de straal aan de oppervlakte blijft, is de situatie totaal verschillend.

Peterka [Lit. 11] heeft onderzoek gedaan naar de steengrootte van een stabiele stortsteenbekleding achter een woelbak. Hij geeft een opsomming van factoren die van belang zijn voor de steenstabiliteit.

- . grootte of gewicht van de individuele stenen
- . vorm van de stenen
- . de gradatie van het steenmengsel
- . het onderliggend materiaal
- . de helling van de bodembescherming
- . snelheid en richting van de waterstraal
- . optreden van neren, wervels en eventuele golven.

Omdat er slechts weinig bekend is over de invloed van al deze factoren, heeft het onderzoek zich gericht op het vinden van een relatie tussen de snelheid benedenstrooms van een woelbak en de daarbij behorende D_{40} . Peterka stelt dat de bodemsnelheid gelijk is aan de gemiddelde snelheid boven het einde van de woelbak. In formulevorm:

$$v_b = v_d = \frac{Q}{A} \quad (19)$$

waarin A het doorstroomoppervlak is.

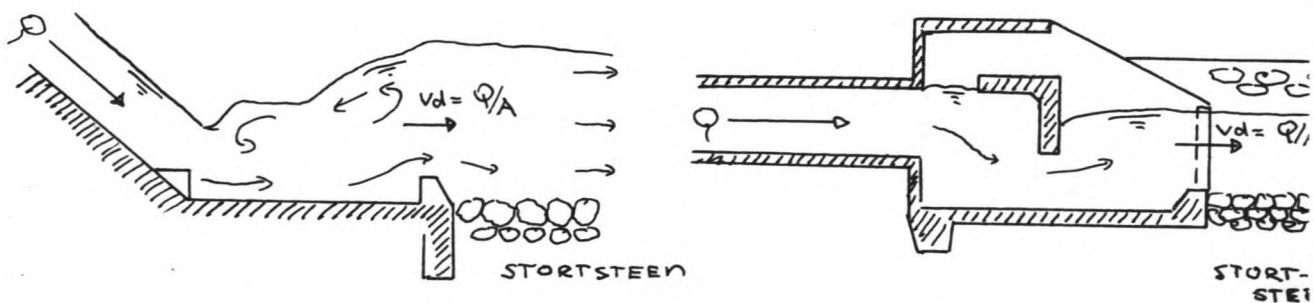


fig. 1.11 Onderzoeksituatie van Peterka.

De relatie die Peterka gevonden heeft, mag alleen toegepast worden indien de omstandigheden overeenkomen met die van Peterka's onderzoek. Peterka waarschuwt voor situaties waarbij de benedenwaterstand laag is en de bestorting lager wordt aangebracht dan de drempel. Er ontstaat dan een straalaanval.

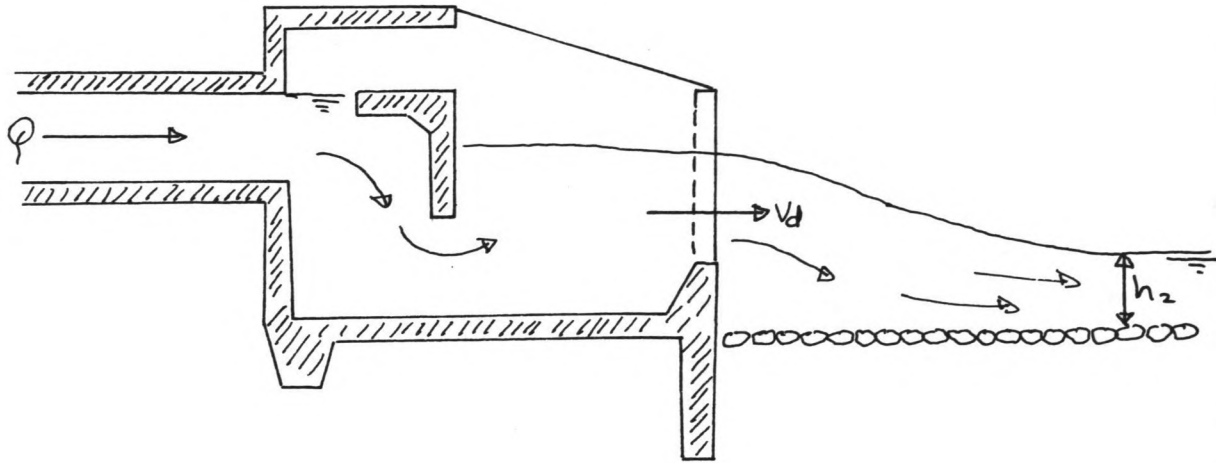


fig. 1.12 Situatie waarvoor Peterka onveilig is.

Het stabiliteitskriterium dat Peterka hanteert, is onduidelijk. Voor een deel zijn prototypewaarnemingen waar schade opgetreden is, verwerkt. De vraag is dan ook hoeveel schade geaccepteerd wordt bij gebruik van de relatie van Peterka.

2. Modelonderzoek M1834

In dit hoofdstuk wordt een kort overzicht gegeven van het onderzoek naar de stabiliteit van stortsteen na uitstroomkonstrukties, zoals dit is uitgevoerd bij het Waterloopkundig Laboratorium in Delft (hierna genoemd onderzoek M1834) in 1982.

Na de probleemstelling zal de opzet van het onderzoek behandeld worden. Van de resultaten zal een overzicht worden gegeven aan de hand van een grafische presentatie. De belangrijkste konklusies zullen vermeld worden, alsook de meest bruikbare presentatie. Dit met het oog op het door ons uit te voeren vervolgonderzoek.

Na een nadere beschouwing van het onderzoek M1834 zal tenslotte een overzicht worden gegeven van die gegevens van het onderzoek, welke door ons in volgende hoofdstukken verder uitgewerkt zullen worden.

2.1 Probleemaanpak M1834

De concrete vraagstelling van het onderzoek M1834 luidde: Wat is de relatie tussen de geometrie van een drietal konstruktie-types en de hydraulische parameters debiet en benedenwaterstand enerzijds, en de stabiliteit van de steenbestorting anderzijds?

De te onderzoeken geometrieën waren:

- situatie I: aansluitend op een sprong in een vlakke vloer een stortebed, bij een vrije waterspiegel (fig. 2.1).

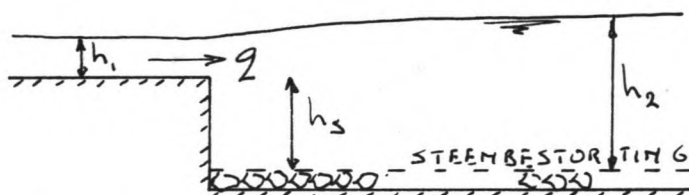


fig. 2.1

- situatie II: aansluitend op een drempel-beëindiging een stortebed, bij een vrije waterspiegel (fig. 2.2).

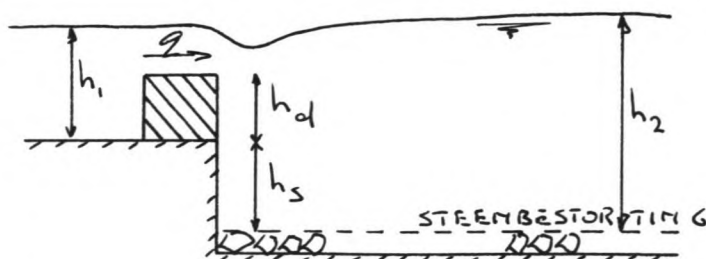


fig. 2.2

Van de drempel werden 3 varianten onderzocht:

1. een doosdrempel
2. een korte zigzag-overlaat
3. een lange zigzag-overlaat.

- situatie III: een kokerconstructie met aansluitend een verlaagd stortbed, waarbij de koker geheel met water gevuld was (fig. 2.3).

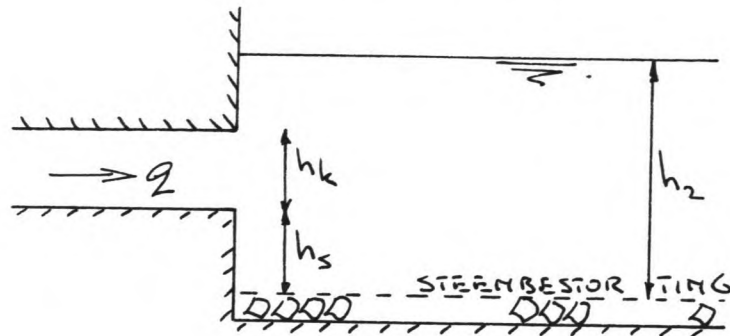


fig. 2.3

Als variabele parameters fungeren: de spronghoogte (h_s), de benedenwaterstand (h_2), de kokerhoogte (h_k), het debiet (Q of q) en de steendiameter (d_{50}).

Ons vervolgonderzoek richtte zich op de vlakke vloer (situatie I) en de kokerconstructie (situatie III), de drempelconstructies zullen hier niet verder behandeld worden.

De stabiliteit van de bestorting is een functie van:

- medium : P_w, P_{st}, ν
- bestortingsgeometrie: d_{50}, D , korrelvorm, gradatie, pakking
- konstruktiegeometrie: h_s, h_k
- stroming : q, h_2, α , wervelvorming
- overige : g

Van sommige grootheden is de invloed kwantitatief moeilijk aan te geven.

Wat betreft:

- de korrelvorm: uit onderzoek blijkt dat de vorm een geringe invloed heeft op begin van beweging, platte en kantige korrels iets gunstiger dan ronde korrels.
(Het materiaal bestaat hier uit vrij hoekige deeltjes).
- de gradatie: de grootte van de "Shields"-parameter γ_k voor een mengsel mag gelijk worden gesteld aan die voor uniform materiaal met $d = d_{50}$ mits de verhouding maximaal steengewicht tot minimaal steengewicht kleiner is dan 10.
(Het gebruikte materiaal is zo goed mogelijk homogeen gegradeerd (zie fig. A26, A27)).
- de pakking: weinig over bekend, invloed voorlopig gering geacht.
- laagdikte D : de laagdikte is van belang maar overeenkomstig de praktijk is deze gekozen $D = 3 \cdot d_{50}$.
- turbulentie-intensiteit van de aankomende stroming R : het onderzoek is 2-dimensionaal, er is geen wervelvorming. Neren (en wervels) bij en na de sprong worden door stromings- en geometrie parameters bepaald en door deze vermoedelijk voldoende beschreven.

Wanneer de resterende parameters worden beschouwd, is de stabiliteit een functie van:

- ρ_w, ρ_{s_i}, ν
- d_{s0}
- h_s, h_k
- g, h_2
- g

Het is gebruikelijk dat een ordening van deze parameters plaatsvindt m.b.v. een dimensie-analyse. Door gebruik te maken van een dimensie-analyse is het mogelijk:

- uit waarnemingen experimentele verbanden te vinden
- schalen voor schaalmodellen op te stellen, zodanig dat aan schaalvoorwaarden voldaan wordt.

Alle parameters (n) bevatten een of meerdere elementaire grootheden: lengte, massa, tijd.

Er kunnen dan $(n-3)$ dimensieloze kentallen worden bepaald.

Als dominante parameters worden gekozen h_2, ρ_w, g .

Na deling door combinaties van deze parameters ontstaat:

stabiliteit = functie

$$\left(\frac{\nu}{h_2 \sqrt{g h_2}}, \frac{d_{s0}}{h_2}, \frac{\rho_{s_i}}{\rho_w}, \frac{h_s}{h_2}, \frac{h_k}{h_2}, \frac{g}{h_2 \sqrt{g h_2}} \right).$$

$$\frac{\nu}{h_2 \sqrt{g h_2}} = \frac{\nu}{g}$$

geeft de viskositeitsinvloed weer.

In het vervolgonderzoek zal in worden gegaan op schaalessen. Dan zal blijken dat, mits aan bepaalde voorwaarden voldaan wordt (minimumwaarden voor Re), de term $\frac{\nu}{g}$ geen rol speelt.

Daarom:

stabiliteit = functie

$$\left(\frac{d_{s0}}{h_2}, \frac{\rho_{s_i}}{\rho_w}, \frac{h_s}{h_2}, \frac{h_k}{h_2}, \frac{g}{h_2 \sqrt{g h_2}} \right).$$

Deze dimensieloze kentallen mogen door rekenkundige bewerkingen met elkaar veranderd worden in nieuwe kentallen waarbij het totale aantal gelijk blijft.

Zo kunnen ontstaan:

$$\frac{g^2}{h_2^2 \Delta g d_{50}} = \xi \quad \text{en} \quad \frac{g}{h_2 \sqrt{g h_2}} = Fr_2$$

$$\left(\frac{g^2}{h_2^2 \Delta g d_{50}} \right)$$

is te vergelijken met de Shields parameter

$$\psi = \frac{u_*^2}{\Delta g d_{50}}$$

$$\Delta = \frac{P_{st} - P_w}{P_w}$$

zodat stabiliteit = functie

$$\left(\frac{g^2}{h_2^2 \Delta g d_{50}}, \Delta, \frac{h_s}{h_2}, \frac{h_k}{h_2}, \frac{g}{h_2 \sqrt{g h_2}} \right)$$

Als begin van beweging beschouwd wordt en de stenen niet kantelen, blijft Δ alleen over in combinatie met g .

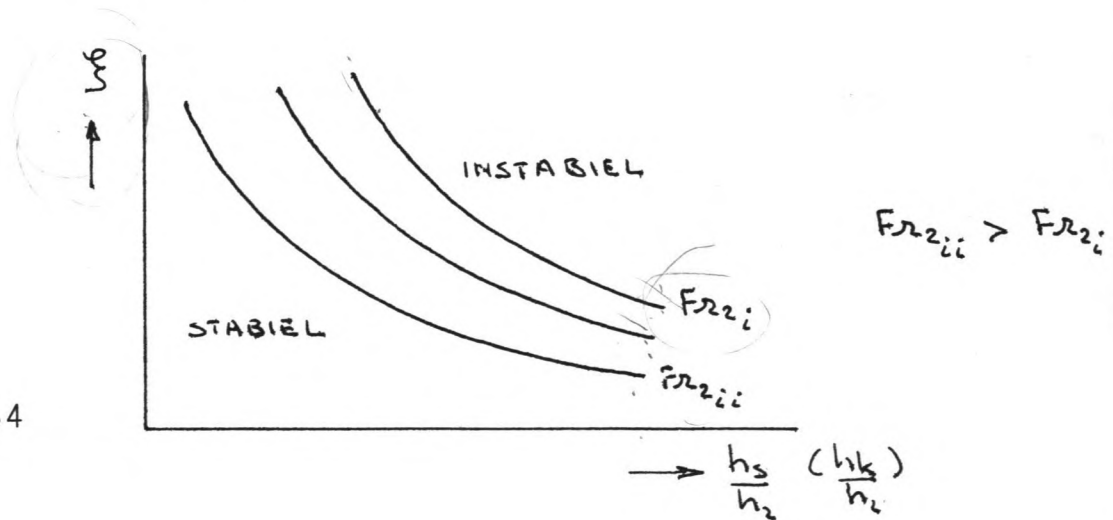
De kentallen $\frac{h_s}{h_2}$, $\frac{h_k}{h_2}$ en $\frac{g}{h_2 \sqrt{g h_2}}$ bepalen het stroombeeld

en de turbulentie, dat zijn de onafhankelijke variabelen. De afhankelijke variabele wordt gevormd door ξ .

Zodat: stabiliteit = functie $\left(\xi, \frac{h_s}{h_2}, \frac{h_k}{h_2}, Fr_2 \right)$.

Deze 4 kentallen zijn geschikt voor het vinden van experimentele verbanden uit waarnemingen, zo zouden de volgende presentaties mogelijk moeten zijn:

A



C (alleen de meest bruikbare presentaties worden genoemd, om verwarring te voorkomen wordt dezelfde codering aangehouden).

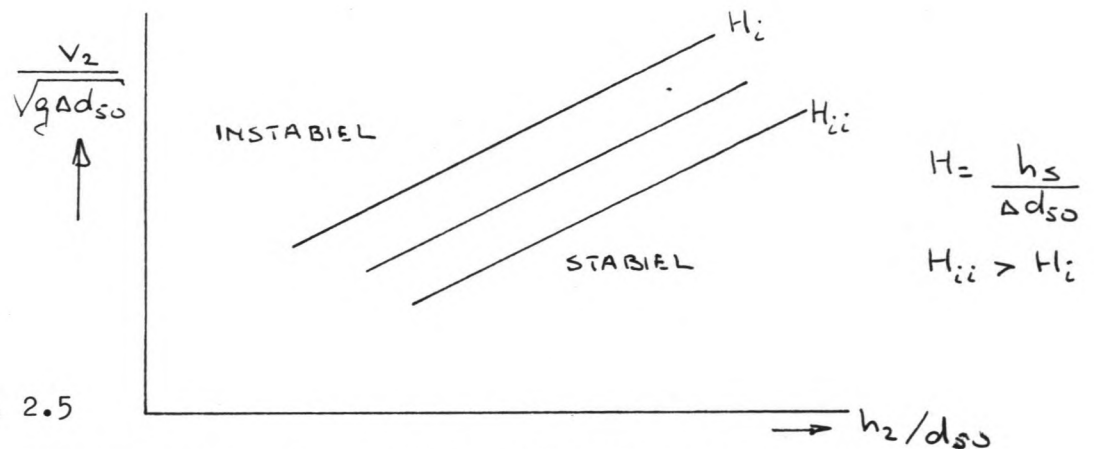


fig. 2.5

Deze presentatie komt men in de praktijk veel tegen voor de eenparige stroming. Om vergelijking met de daarvoor bestaande ontwerpnormen mogelijk te maken wordt hier eenzelfde weg gevolgd. De afleiding is:

ξ = functie $\left(\frac{h_s}{h_2}, Fr_2 \right)$; dit geldt voor de vlakke vloer (sit. I),
 dan geldt: de h_k/h_2 wordt voorlopig niet meegenomen.

$$\frac{g^2}{h_2^2 \Delta g d_{50}} = \text{functie} \left(\frac{h_s}{h_2}, \frac{\Delta g d_{50}}{g^2} (h_2)^2 * Fr_2^2 \right)$$

ofwel:

$$\frac{v_2^2}{\Delta g d_{50}} = \text{functie} \left(\frac{h_s}{h_2}, \frac{v_2^2}{g h_2} * \frac{\Delta g d_{50}}{v_2^2} \right)$$

$$= \text{functie} \left(\frac{h_s}{h_2}, \frac{\Delta d_{50}}{h_2} \right).$$

Deze kan worden omgeschreven tot:

$$\frac{v_2}{\sqrt{g \Delta d_{50}}} = \text{functie} \left(\frac{h_s}{\Delta d_{50}}, \frac{h_2}{\Delta d_{50}} \right);$$

deze relatie staat in bovenstaande figuur.

NB. Er dient opgemerkt te worden dat voor het vinden van een experimenteel verband deze methode minder geschikt is, omdat de d_{50} in alle parameters voorkomt; er ontstaat in feite een z.g. schijnrelatie.

D Daarom is het wellicht beter te schrijven:

$$\frac{v_2^2}{\Delta g d_{50}} * \frac{\Delta d_{50}}{h_2} = \text{functie} \left(\frac{h_s}{\Delta d_{50}} * \frac{\Delta d_{50}}{h_2}, \frac{\Delta d_{50}}{h_2} \right)$$

ofwel:

$$\frac{v_2^2}{g h_2} = \text{functie} \left(\frac{h_s}{h_2}, \frac{\Delta d_{50}}{h_2} \right).$$

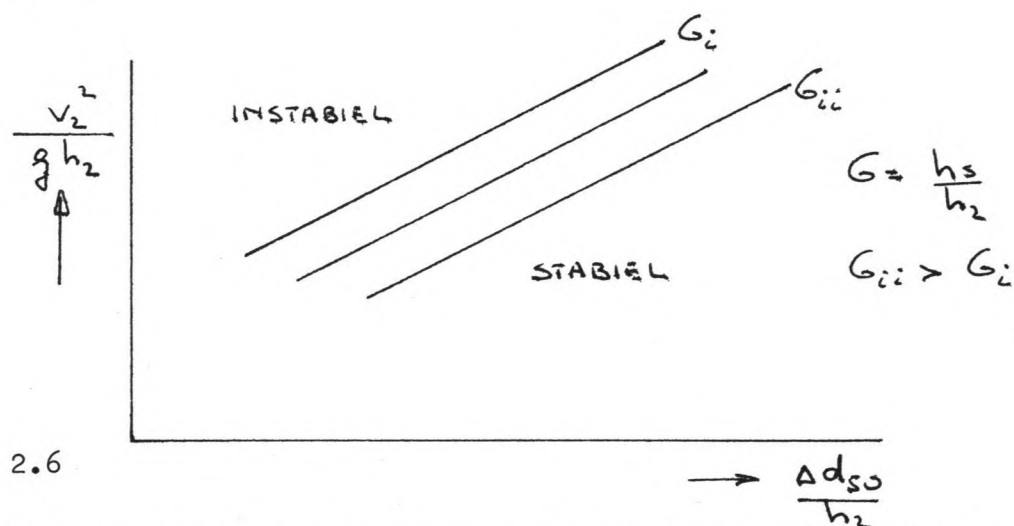


fig. 2.6

Deze 3 presentatievormen zullen later getoetst worden m.b.v. de verkregen proefresultaten.

2.2. Opzet modelonderzoek

Voor de konstruktietypes I (vlakke vloer met aansluitend verlaagd stortebed) en III (koker met aansluitend verlaagd stortebed) is een onderzoekprogramma opgesteld. De stabiliteit van de steenbestorting is onderzocht als functie van het debiet, de spronghoogte, benedenwaterstand en steendiameter.

Door voor situatie I de spronghoogte te variëren ontstaan de varianten: I4, I8 en I12 (h_s resp. 0.04, 0.08 en 0.12 m).

Van de koker zijn 2 hoogtes h_k onderzocht:

$$\text{IIIa: } h_k = 0.12 \text{ m}$$

$$\text{IIIb: } h_k = 0.18 \text{ m}$$

en ook is de spronghoogte h_s gevarieerd:

$$\text{IIIa4, IIIa8 en IIIa12} \\ (\text{ } h_s = 0.04) \quad (\text{ } h_s = 0.08) \quad (\text{ } h_s = 0.12 \text{ m})$$

Per variant zijn 4 waterstanden h_2 en 2 steendiameters onderzocht,
 voor situatie I : $d_{50} = 0.02, 0.03 \text{ m}$ en
 voor situatie III: $d_{50} = 0.01, 0.02 \text{ m}$.

Bij een bepaalde spronghoogte (h_s) en korrelgrootte (d_{50}) is bij een konstant gehouden benedenwaterstand (h_2) het debiet (Q) opgevoerd totdat instabiliteit optrad. Daarvoor zijn 2 criteria gehanteerd:

1. Trillen: het in beweging komen van stenen.
Om te voorkomen dat "toevallig trillen" zou leiden tot een stabiliteitsgrens is gekozen voor minstens 5 stenen welke trillen, bij $d_{50} = 0.01$ zelfs 10 stenen.
2. Kantelen: het verplaatsen van stenen.
Ook hier is gekozen voor 5 resp. 10 stenen, welke binnen redelijke tijd verplaatst zijn.

Door de stromingssituatie bij kantelen lange(re) tijd aan te houden, kan ook schade aan de onderliggende lagen stortsteen gekonstateerd worden. Deze faktor (tijd) is echter niet meegenomen in het onderzoek.

Is trillen gekonstateerd, dan zijn vastgelegd:

- de waterstanden boven- en benedenstrooms
- het debiet
- het stroombeeld (fotografisch)
- de drukken onder de bestorting.

Door bij gelijke benedenwaterstand het debiet op te voeren ontstaat geleidelijk een situatie waarbij kantelen voorkomt. Op dat moment is vastgelegd:

- de waterstanden boven- en benedenstrooms
- het debiet.

In geval van trillen is bij de sprong en op 4 plaatsen benedenstrooms snelheidsverdelingen over de vertikaal bepaald (zie M1834: fig. 5 en bijlage III).

2.3 Resultaten

Per onderzochte variant zijn de gegevens door de opstelling bepaald (h_s, d_{50}, h_k) en bij het overschrijden van een stabiliteitskriterium vastgelegd (debiet Q en benedenwaterstand h_2).

Uit het debiet Q en benedenwaterstand h_2 is het mogelijk de gemiddelde snelheid benedenstrooms te bepalen:

$$v_2 = \frac{Q}{b \cdot h_2}$$

en het Froudegetal benedenstrooms:

$$Fr_2 = \frac{v_2}{\sqrt{g h_2}}$$

Hiermee liggen de grootheden vast welke nodig zijn om de presentatievormen A, C en D te toetsen.

Situatie I (vlakke vloer)A trillen (fig. M1834: 1A)

De proefresultaten voldoen redelijk aan de veronderstelde relatie tussen h_s/h_2 en ξ .

Het onderling verbinden van proeven met een ongeveer overeenkomstig Froudegetal geeft geen zinvolle grafische voorstelling.

Bij proeven met dezelfde h_s en d_{50} hoort overigens een Froudegetal van dezelfde grootte-orde; kennelijk is de invloed van Fr_2 niet zo groot.

A kantelen (fig. M1834: 1a)

Hier geldt hetzelfde als bij trillen.

C trillen (fig. M1834: 1C)

Ook hier voldoen de proefresultaten redelijk aan het veronderstelde verband tussen $\frac{h_2}{d_{50}}$ en $\sqrt{\xi}$.

Duidelijk blijkt de grote invloed van $\frac{h_2}{d_{50}}$ en ook $\frac{h_s}{d_{50}}$.

Naarmate $\frac{h_2}{d_{50}}$ toeneemt, wordt de situatie gunstiger, de stroming benadert meer de situatie volgens uniforme stroming (zie lijnen Breusers e.a.).

C kantelen (fig. M1834: 1c)

Het beeld is duidelijk en vergelijkbaar met de situatie bij trillen, waarbij de lijnen $\pm 25\%$ omhoog zijn geschoven.

D trillen (fig. M1834: 1D)

De proefresultaten geven weinig duidelijkheid. Er valt geen eenduidige relatie te ontdekken.

D kantelen (fig. M1834: 1d)

Hier wordt beter voldaan aan het theoretisch veronderstelde verband, de lijnen zijn t.o.v. trillen weer $\pm 25\%$ opgeschoven.

Situatie III (kokerconstructie)A trillen (fig. M1834: 5A1, 5A2, 6A1, 6A2)

Naast ξ , $\frac{h_s}{h_2}$, Fr_2 is ook de kokerhoogte van belang, uitgedrukt in $\frac{h_k}{h_2}$.

Het beeld is nu minder duidelijk dan bij situatie I. Deze methode is waarschijnlijk minder geschikt. Wel blijkt duidelijk dat een lage ξ -waarde optreedt bij duikende (bodem-)stralen en hogere ξ -waarden bij oppervlaktestrallen.

A kantelen (fig. M1834: 5a1, 6a1, 6a2)

Ook hier blijkt dat het toenemen van $\frac{h_s}{h_2}$ bij dezelfde variant gunstig is voor de stabiliteit of wel ξ wordt groter.

C trillen (fig. M1834: 5C, 6C)

Het beeld is meer afwijkend dan bij situatie I.

Er zijn duidelijk 2 groepen proeven waar te nemen met dezelfde steengrootte d_{50} .

Toenemende benedenwaterstand duidt weer op een bodemstraal, daar hoort een kleine(re) ξ - waarde bij.

C kantelen (fig. M1834: 5c, 6c)

De lijnen zijn wat omhoog geschoven, verder een gelijk beeld als onder trillen gekonstateerd.

D trillen (fig. M1834: 5D, 6D)

Ook hier zijn 2 groepen waar te nemen met dezelfde steengrootte. Toenemen van h_2 leidt tot een zwaardere aanval (bodemstraal).

D kantelen (fig. M1834: 5d, 6d)

Zelfde beeld als bij trillen.

Konklusies

Uitgaande van de presentaties van de proefresultaten zijn de volgende, voorzichtige, konklusies mogelijk:

Situatie I

- Methode A. Het uitzetten van $\xi (= \frac{v_2^2}{\Delta g d_{50}})$ tegen $\frac{h_5}{h_2}$

leidt niet tot een eenduidige ontwerpgrafiek. De lijnen voor de diverse spronghoogtes snijden elkaar nogal eens, waarschijnlijk komt de stroombeeldontwikkeling onvoldoende tot uiting.

- Methode C. Deze methode is goed bruikbaar om het veronderstelde verband te toetsen en om vergelijking met bestaande ontwerpnormen voor uniforme stroming mogelijk te maken (eenparige).

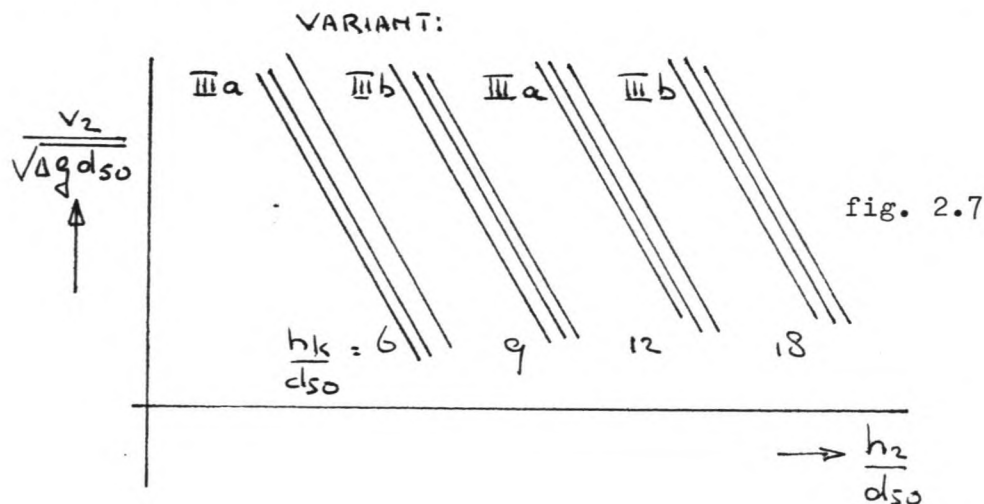
- Methode D. Omdat de d_{50} maar één keer als parameter voorkomt, is geen iteratie nodig.

Dat maakt deze methode als ontwerpgrafiek wat handiger.

Situatie III

- Methode A. Niet bruikbaar als ontwerpgrafiek.

- Methode C. Vergelijking lage koker ($h_k = 0.12$ m) met hoge koker ($h_k = 0.18$ m): er zijn duidelijk groepen met dezelfde steengrootte waar te nemen. Bundels met dezelfde $\frac{h_k}{d_{50}}$ zijn naar rechts geschoven. Wanneer h_k toeneemt, neemt de aanval af (fig. 2.7).



- Methode D. Weer is het mogelijk lijnen bundels te tekenen met gelijke $\frac{hk}{d_{50}}$ (fig. 2.8).

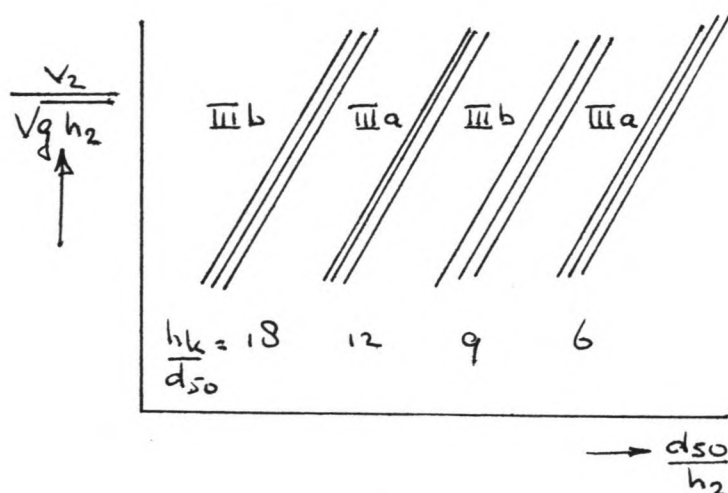


fig. 2.8

Ook hierbij blijkt dat toename van h_2 binnen een groep leidt tot een lagere ξ ($= \frac{v_2^2}{\Delta g d_{50}}$) - waarde.

Voor eenzelfde steengrootte d_{50} is bij gelijke h_2 , h_s en v_2 (= gemiddelde snelheid benedenstrooms) een hogere koker veiliger voor de bestorting.

Als ontwerpgrafiek zijn beide methodes minder geschikt. De stroombeeldontwikkeling komt onvoldoende tot uiting. Een lage benedenwaterstand geeft in het algemeen een oppervlaktestraal te zien welke gunstig is voor de bestorting (fig. 2.9).

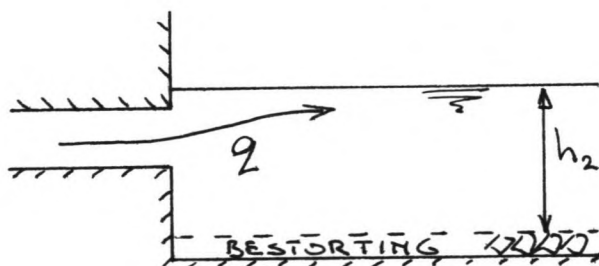


fig. 2.9

Terwijl een hoge benedenwaterstand leidt tot een duikende straal, met zware aanval bij de bodem (fig. 2.10).

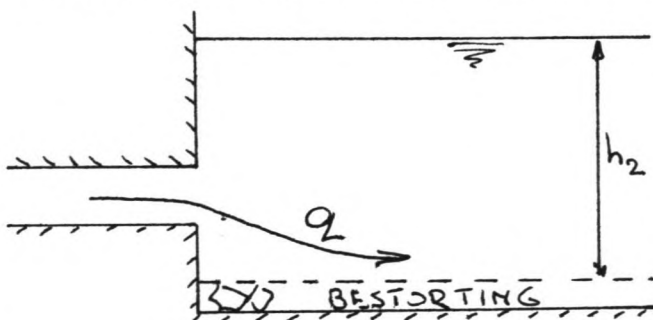


fig. 2.10

Bij de presentatievormen C en D zijn deze punten, welke een bodemstraal representeren, zonder meer verbonden met die van een oppervlaktestraal.

Vergelijking modelresultaten met bestaande ontwerpnormen

In hoofdstuk 1 is aandacht geschonken aan de ontwerpnormen zoals diverse onderzoekers deze hebben opgesteld voor eenparige (uniforme) stroming.

Voor de situatie I (vlakke vloer) is het mogelijk om m.b.v. methode C een vergelijking te maken tussen de proefresultaten en enkele ontwerpcriteria.

Zie daarvoor figuren M1834: 1C en 1c, daarop staan getekend de krommes volgens Levi, Neill en Breusers.

In alle gevallen liggen de proefresultaten voor trillen duidelijk onder deze krommes. Dat betekent dat de $\sqrt{\xi}$ kleiner is dan verondersteld en dat dus een kleinere gemiddelde snelheid mag worden toegelaten om begin van beweging (trillen) te voorkomen. (Bij gelijke h_2 een kleiner debiet Q toelaten).

Ook de formule volgens Isbash, waarin gesubstitueerd de $\sqrt{2}$ is onveilig; slechts een deel van de proefresultaten ligt boven de waarde $\sqrt{\xi} = 1.2$.

Wanneer het criterium volgens Isbash wordt toegepast en gebruik wordt gemaakt van $\sqrt{3}$ (= snelheid op de sprong), kan voor niet te lage h_2 - waarden m.b.v. fig. M1834: 1' en 1C Isbash als een veilige bovengrens gesteld worden.

De criteria volgens DHL³ en Peterka zijn niet voor alle proefresultaten veilig genoeg (zie fig. M1834: 20).

Bovenstaande geldt ook voor kantelen. De situatie wordt weliswaar gunstiger, $\sqrt{\xi^1}$ voor kantelen is hoger dan voor trillen, maar de ontwerpnormen volgens Breusers e.a. onderschatten ook hier de aanval op de bestorting.

Voor de kokers (situatie III) geldt dat de afwijking t.o.v. eenparige stroming nog groter is dan bij vlakke vloer. Ook hier kan niet uitgegaan worden van de bestaande ontwerpnormen.

Wel voldoet voor trillen én kantelen het Isbash-kriterium wanneer voor de $\sqrt{\xi}$ -kritiek de $\sqrt{3}$ (snelheid op de sprong) wordt ingevuld.

De criteria volgens DHL³ en Peterka zijn veilig genoeg voor trillen én kantelen (fig. M1834: 20 en 21).

2.4 Konklusies M1834

De presentatie van de modelresultaten van de onderzochte konstruktietypes maakt duidelijk dat de stabiliteit van de steenbestorting in niet-eenparige stromingssituatie sterk kan afwijken van die in eenparige.

Voor de situatie met vlakke vloer is methode C waarbij $\sqrt{\xi} = \frac{v_2}{\sqrt{g d_{50}}}$ wordt gegeven als functie van $\frac{h_2}{d_{50}}$ en $\frac{h_3}{d_{50}}$ het meest duidelijk.

Dan geldt:

hoe kleiner de sprong $\frac{h_3}{d_{50}}$ des te meer komt de situatie overeen met die voor een eenparige stroming. De lijnen die deze punten verbinden, liggen dicht tegen de lijnen aan zoals Breusers e.a. voorstellen.

Deze criteria onderschatten wel de aanval op de bestorting. De criteria voor niet-eenparige stroming (DHL[†], Peterka en Isbash) zijn meestal voldoende veilig om trillen (en kantelen) te voorkomen. In de formule van Isbash moet dan de $\sqrt{3}$ gesubstitueerd worden en een beperking worden gesteld voor kleine h_2/d_{50} -waarden.

Al met al zijn deze criteria weinig doorzichtig, omdat de stroombeeldontwikkeling niet in de formules tot uiting komt.

Voor de kokers geldt dat het stromingsgedrag wel zeer sterk afwijkt van die van een eenparige stroming. Verhoging van de benedenwaterstand (h_2) werkt niet gunstig, maar kan leiden tot een bodemstraal met lage $\sqrt{\xi}$ -waarden. De aanval op de bestorting wordt zwaarder en de toelaatbare v_2 ($= \frac{Q}{bh_2}$) waarbij nog geen trillen optreedt, daalt.

Behalve de $\frac{h_3}{d_{50}}$ is ook de verhouding $\frac{h_k}{d_{50}}$ van belang voor de stroombeeldontwikkeling.

De criteria volgens Breusers e.a. voor eenparige stroming voldoen geen van alle.

De criteria voor niet-eenparige stroming (DHL[†], Peterka en Isbash ($\sqrt{3}$)) zijn voldoende veilig, soms zelfs ruimschoots.

Wel dient bij bovenstaande opgemerkt te worden dat hier 2-dimensionale stromingssituaties zijn onderzocht. In een 3-dimensionale stromingssituatie wordt de aanval op de bestorting veelal heviger (o.a. door wervelvorming).

De oorzaak van de (sterke) afwijking van het gedrag bij eenparige stroming ligt voornamelijk in de stroombeeldontwikkeling. Wanneer een oppervlaktestraal overgaat in een bodemstraal, wordt de aanval heviger en moet het maximum voor $\sqrt{2}$ veel lager gekozen worden, wil geen begin van beweging optreden. Het voorspellen van de stroombeeldontwikkeling en de daarbij optredende snelheden (bij de bodem) vergt nog nader onderzoek.

Aan de opzet een relatie te leggen tussen geometrische en hydraulische parameters enerzijds en de stabiliteit van de stortsteen anderzijds, is evenwel voldaan.

M.b.v. de methodes C en D kan bij gegeven geometrie (en d_{50}) en benedenwaterstand het toelaatbare debiet worden bepaald.

2.5 Nadere beschouwing M1834.

In deze paragraaf worden enkele belangrijke aspecten uit het rapport M1834 genoemd, welke voor ons uitgangspunten vormen voor een vervolgonderzoek.

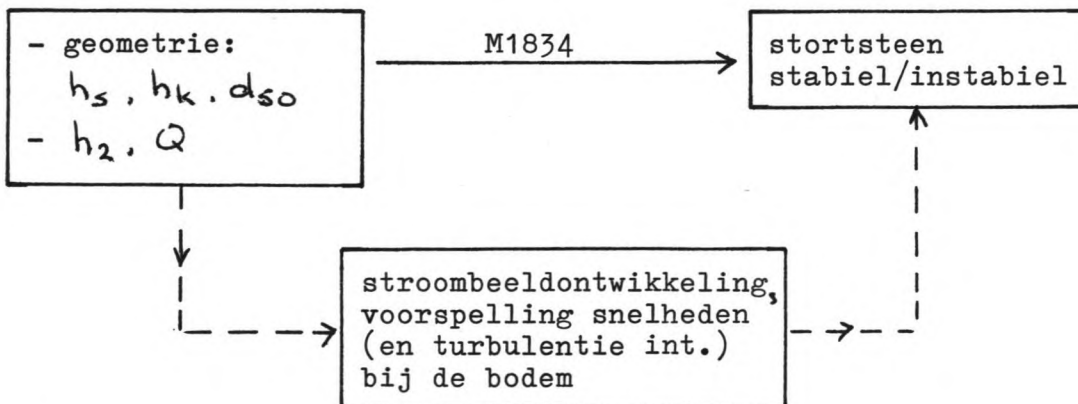
Aan de opzet een relatie te leggen tussen geometrie en hydraulische parameters enerzijds en de stabiliteit van de stortsteen anderzijds, is voldaan.

De verkregen proefresultaten geven een grote spreiding te zien en duiden op een (veel) zwaardere aanval op de bestorting dan voorgesteld wordt door ontwerpregels welke uitgaan van eenparige stroming.

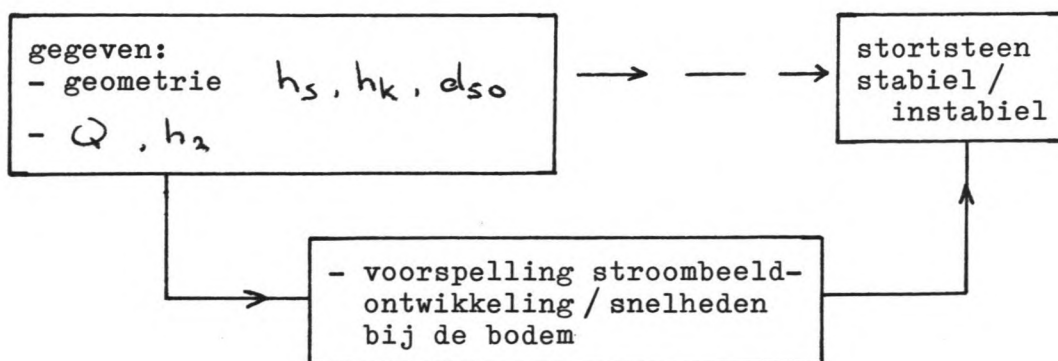
Er wordt al aangegeven dat de afwijkende stroombeeldontwikkeling van grote invloed is. De diverse ontwerpnormen (ook voor niet-eenparige stroming) gaan hieraan voorbij.

Er is sprake van een z.g. Black-Box-benadering:

uitgaande van de geometrie en hydraulische randvoorwaarden (benedenwaterstand en debiet) wordt de stabiliteit van de stortsteen getoetst.



Wij willen proberen om uitgaande van geometrie en debiet en benedenwaterstand een voorspelling te doen over de stroombeeldontwikkeling, de daarbij behorende verdeling van snelheden (en turbulentie-intensiteiten) bij de bodem en een relatie te leggen tussen deze snelheden en de stabiliteit van de stortsteen.



Omdat de aanval op de stortsteen zo afhangt van het stroombeeld, zou dit toch tot uiting moeten komen in een ontwerpnorm.

Zie daarvoor het volgende:

Situatie I:

- gegeven: h_s, d_{50}
 Q en h_2 zodanig dat een watersprong ontstaat (fig. 2.11)

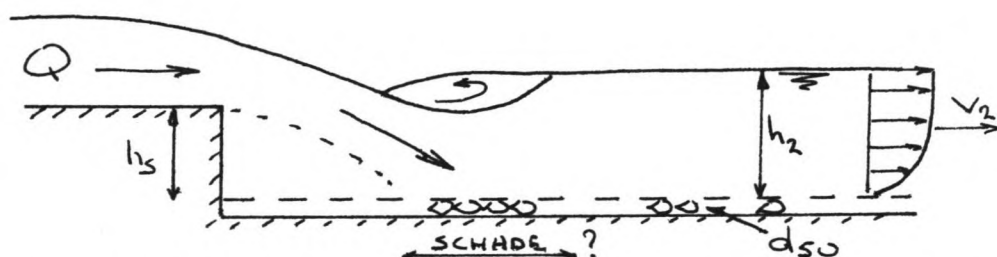


fig. 2.11

De plaats van aanval is het hevigst nabij de positie waar de straal de bodem raakt. Daar heerst ook een (veel) grotere snelheid dan de (gemiddelde) snelheid v_2 benedenstrooms.

- stijgt (bij gelijkblijvend debiet) de benedenwaterstand, dan ontstaat mogelijk nog een watersprong. De snelheid in de straal achter de sprong is kleiner geworden en ook de hoek van inval is afgenomen, waardoor de straalaanval op de bodem minder hevig is (fig. 2.12).

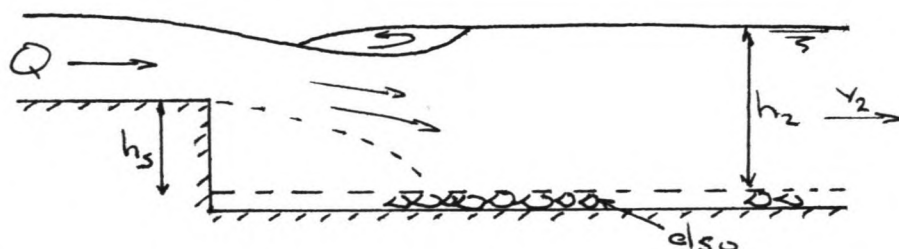


fig. 2.12

- bij toenemende h_2 verandert de verdronken watersprong in een golvende afvoer. De afvoer vindt nu plaats in de vorm van een oppervlactestraal welke vrij stabiel is. Onder de straal ontstaat een lang neren-gebied, de snelheden bij de bodem zijn laag (fig. 2.13).

De aanval op de bestorting is nu minder hevig dan bij een (verdrongen) watersprong, dit leidt tot een hogere v_2 waarbij nog net geen trillen optreedt.

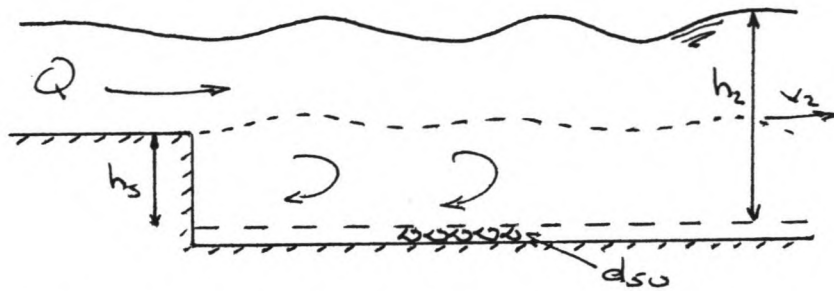


fig. 2.13

- tenslotte ontstaat bij nog hogere benedenwaterstand een stromende afvoer. Het stroombeeld is nu "kalm", er ontstaat één duidelijke neer achter de sprong (fig. 2.14).

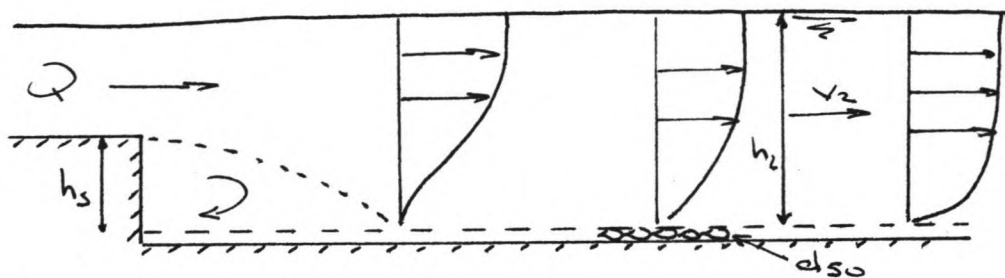


fig. 2.14

Nadat de straal de bodem raakt (aanligt) ontstaat geleidelijk het snelheidsprofiel volgens eenparige (uniforme) stroming. Er ontwikkelt zich een sleepkracht langs de bodem. Verondersteld men dat instabiliteit op zal treden wanneer een zekere schuifkracht-waarde overschreden wordt, dan is een hogere benedenwaterstand gunstiger voor de bestorting (fig. 2.15).

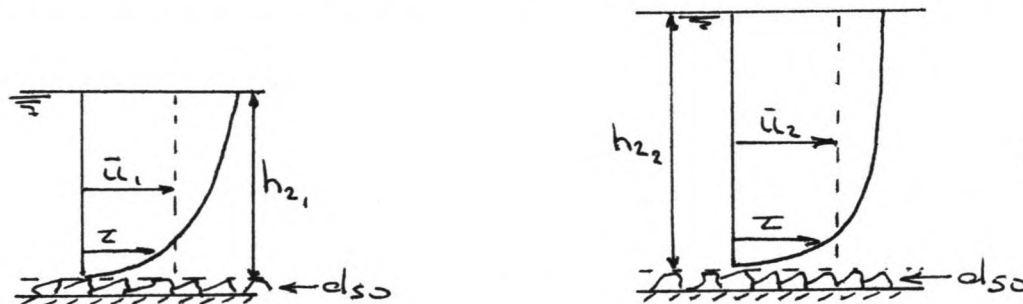


fig. 2.15

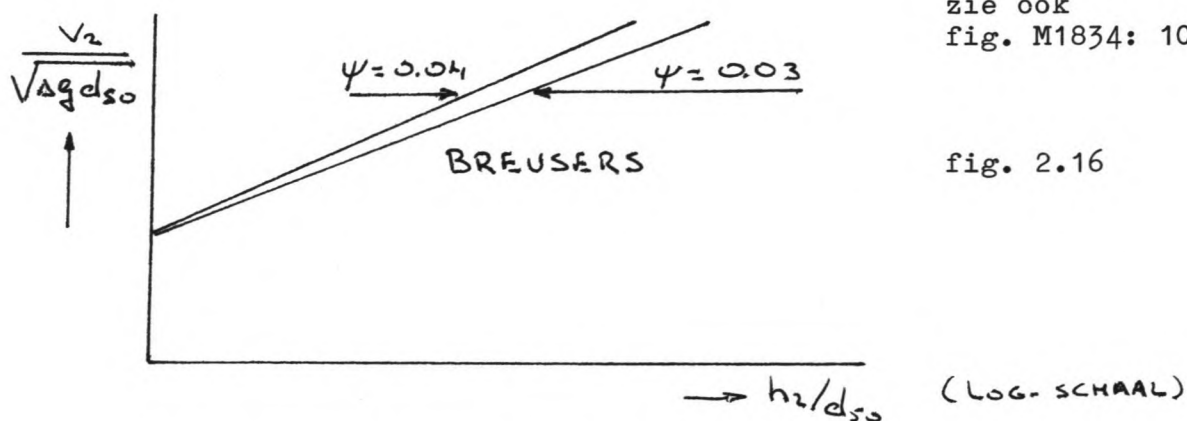
Beide snelheidsprofielen zijn volledig ontwikkeld.

Bij gelijke τ -bodem (uitgedrukt in $\tau = \frac{\rho u_*^2}{2}$) is bij een

hogere waterstand de gemiddelde snelheid groter.

Dit komt ook tot uitdrukking in de ontwerpnormen zoals Breusers e.a. afleiden voor eenparige stroming.

Er mag een grotere v_2 worden toegelaten waarbij nog geen begin van beweging optreedt (fig. 2.16).



Bovengeschetste ontwikkeling voor stromende afvoer geeft een te gunstig beeld voor trillen. Lang voordat de sleepsnelheid zich heeft kunnen ontwikkelen, blijkt trillen op te treden. Vooral de hogere turbulentie-intensiteiten veroorzaken een zwaardere aanval dan vermoed wordt, uitgaande van eenparige stroming.

Het zal wel duidelijk zijn dat de aanval op de steenbestorting het hevigst is bij een watersprong en dat de situatie gunstiger wordt naarmate de waterstand stijgt.

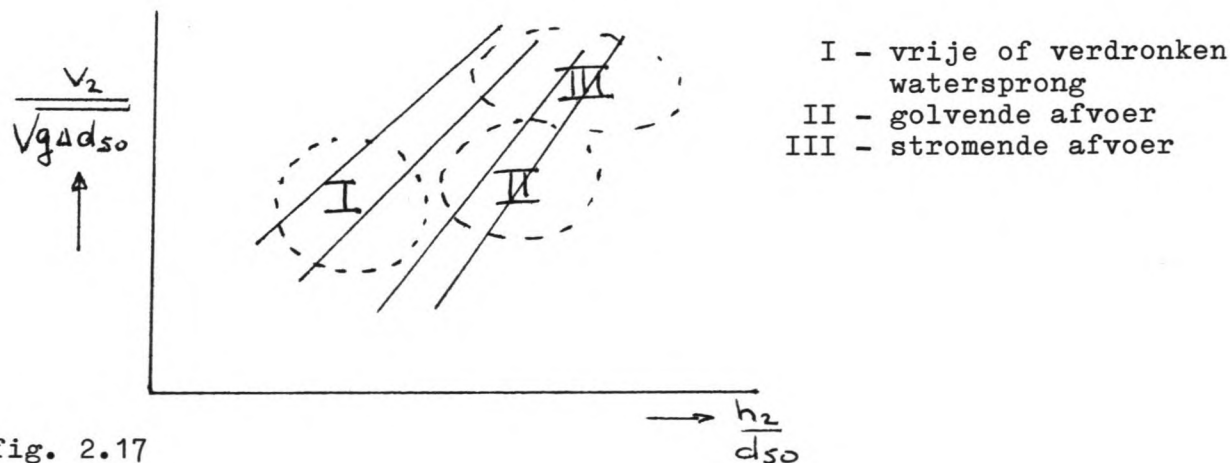
Dit kan getoetst worden aan de hand van de proefresultaten. Zie daarvoor fig. A1.

In deze figuur zijn die meetpunten weergegeven, waarvoor het stroombeeld duidelijk bekend is, (deze volgt uit de dia-afbeelding, welke in hoofdstuk 4 aan de orde komt).

Voor deze punten is het afvoerregiem vermeld in fig. A2.

Bekijkt men nu één proevenserie dan ontstaat van van (links) onder naar (rechts) boven de volgorde: al of niet verdronken watersprong, golvende afvoer, stromende afvoer.

Het is enigszins mogelijk gebieden aan te geven voor de diverse regiems (fig. 2.17).



Een stromende afvoer is het meest gunstig voor de bestorting, hoge ξ - waarden.

Dat een golvende afvoer gunstiger is dan een watersprong, blijkt nog niet overtuigend.

Het lijkt ons raadzaam toch op dit verschil in afvoerregiems in te gaan. Ieder regiem kenmerkt zich door een verschillende aanval op de bestorting.

We zullen trachten per stroombeeld een relatie te vinden tussen lokale snelheid (bij de bodem) en instabiliteit.

Als het mogelijk is om, uitgaande van de stroombeeldvoorspelling, een schatting te maken van deze lokale snelheid (t.p.v. trillen) dan kan per stroombeeld een stabiliteits-kriterium worden opgesteld.

Ook bij kokers is gebleken dat de stroombeeldontwikkeling van groot belang is.

Hier geldt dat een hogere waterstand niet gunstiger is voor de bestorting.

In het verslag M1834 wordt kort melding van 2 typen aanval gemaakt:

- de oppervlaktestraal

- de bodemstraal

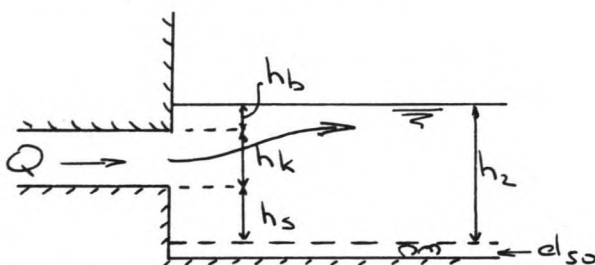


fig. 2.19

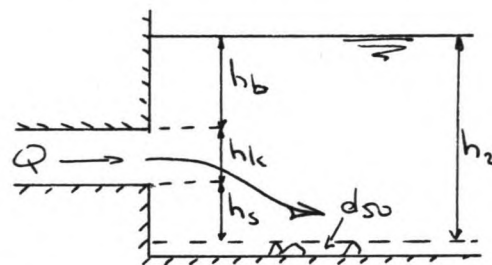


fig. 2.20

Globaal kan gesteld worden:

$h_b < h_s$: oppervlaktestraal
geringe aanval bij de bodem, hoge ξ - waarden.

$h_b > h_s$: bodemstraal
direkte straal aanval op de bodem, lage ξ - waarden.

In deze beschouwing is de snelheid van de uittredende straal, uitgedrukt in Froudegetal $(= \frac{v_3}{\sqrt{g h_k}})$ niet meegenomen.

In fig. M1834 6C en 6D wordt ξ gegeven als functie van $\frac{h_2}{d_{s0}}$ en $\frac{h_k}{d_{s0}}$.

Eén bundel lijnen wordt gekarakteriseerd door één kokerhoogte h_k .
D.w.z. deze ontwerpgrafieken gelden voor $h_k = 0.12$ m of

$h_k = 0.18$ m.

De vraag is nu of het mogelijk is om bij willekeurige kokerhoogte een ontwerpgrafiek te schetsen.

Ook hier lijkt het nuttig om, uitgaande van geometrie, debiet en benedenwaterstand een stroombeeldvoorspelling te doen en per stroombeeld de aanval op de bestorting te analyseren. Wellicht kan dan per stroombeeld een stabiliteitskriterium opgesteld worden.

Deze kokerkonstruktie zal nader worden uitgewerkt in hoofdstuk 5.

2.6 Onuitgewerkte gegevens M1834

In de vorige paragraaf is aangegeven dat de stroombeeldontwikkeling achter de sprong (of koker) van groot belang is voor de stabiliteit van de bestorting. Het zijn de snelheden (en turbulentie-intensiteiten) direkt achter de sprong die begin van beweging veroorzaken. In rapport M1834 wordt een stabiliteitsgrens bepaald, uitgedrukt in gemiddelde snelheid ver benedenstrooms (v_2).

Wel zijn snelheidsmetingen gedaan, gemeten op de sprong en op 4 vaste meetpunten vanaf de sprong (zie bijlage M1834: III). Deze zijn verder niet geanalyseerd.

In het W.L.-rapport wordt melding gemaakt van vastlegging van het stroombeeld bij trillen. Dit is fotografisch gebeurd, per stromingssituatie zijn 3-4 dia's gemaakt. Bovenstrooms zijn polystyreenkorrels in het water gebracht, doordat deze nagenoeg even zwaar zijn als water, mengen deze goed met water. De korrels volgen goed de stroombanen in het water. Door deze korrels 4 maal kort aan te flitsen (in 4 verschillende kleuren) is op de dia goed te zien welke baan deze korrel heeft afgelegd en welke afstand. (Zie bijgevoegde foto bij verslag M1834). Op deze wijze kan bij trillen de lokale snelheid bepaald worden.

Bij de toestand trillen zijn er drukken gemeten onder het steenpakket op 15 vaste meetpunten direkt achter de sprong (zie fig. M1834: 5). Hiermee kan de volgende gedachte getoetst worden: bij een straal aanval plant de straal zich voort in het steenpakket; naast de straal zal een opwaartse kracht op de korrels werken, welke de korrels mogelijk uit het pakket drukt (fig. 2.21).

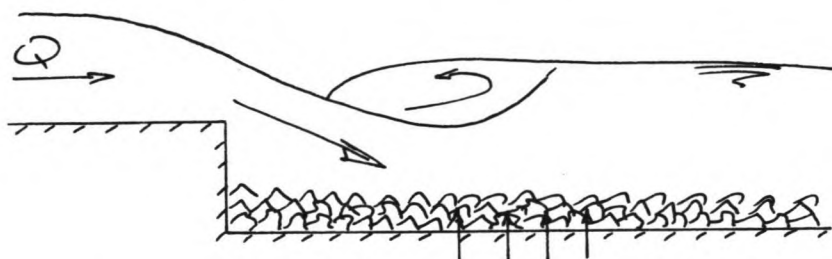


fig. 2.21

Samengevat geeft het M1834-onderzoek de volgende, nog niet nader uitgewerkte gegevens:

- dia's waarop stroombeeldontwikkeling tot uiting komt en waaruit de lokale snelheden bepaald kunnen worden;
- gemeten snelheidsverdelingen (in de vertikaal) welke informatie geven over snelheden en turbulentie-intensiteiten;
- gemeten bodemdrukken.

In de volgende hoofdstukken (hoofdstuk 4 e.v.) zal getracht worden aan de hand van deze gegevens de mechanismen, welke de aanval op de bestorting kenmerken, te analyseren en een relatie op te stellen tussen lokale snelheid en gemiddelde snelheid op de positie van trillen. Als een schatting kan worden gemaakt voor de stroomvoerende hoogte op die positie, kan het maximaal toelaatbare debiet bepaald worden.

3. Theoretisch en literatuuronderzoek naar stroombeeld-ontwikkeling

3.1 Klassifikatie en voorspelling van de stroombeeldontwikkeling

3.1.0 Inleiding

In dit hoofdstuk wordt aandacht besteed aan de stroombeeldontwikkeling achter een verticale abrupte sprong.

Er worden twee situaties onderscheiden. Dit zijn:

A: Bovenstrooms superkritisch water, benedenstrooms subkritisch water;

B: Bovenstrooms subkritisch water, benedenstrooms of op de drempel sub- of superkritisch water.

Situatie B trad op bij het M1834 onderzoek en zal de meeste aandacht krijgen.

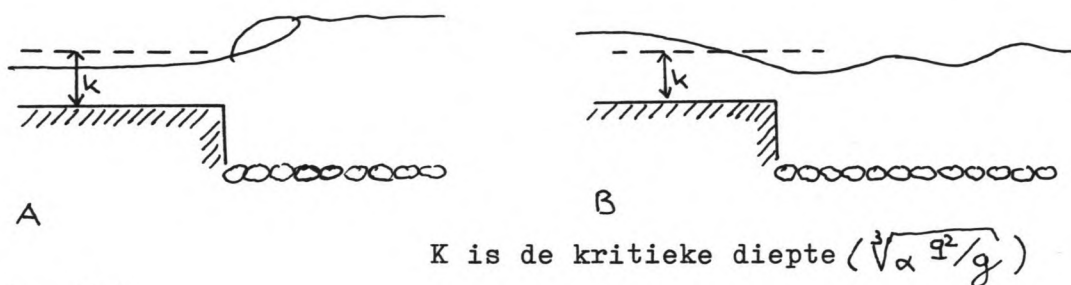


fig. 3.1

Voor situatie A zijn door Hsu [Lit. 7] relaties afgeleid en metingen gedaan waarmee men de drempelhoogte kan bepalen zodanig dat de watersprong plaatsvast is (bij de drempel), gegeven de hydraulische parameters.

Voor situatie B zijn er onderzoeksgegevens beschikbaar die uitgaande van de geometrie en de hydraulische parameters het stroombeeld beschrijven. Dit is gedaan voor een trapeziumvormig kanaal [Lit. 8] en voor een prismatisch kanaal [Lit. 3]. In dit hoofdstuk wordt nu verder alleen nog maar gewerkt met situatie B.

In de literatuur worden in het afvoerregiem een vijftal karakteristieke situaties onderscheiden. Deze onderscheiding vindt vaak plaats naar de vorm van het wateroppervlak.

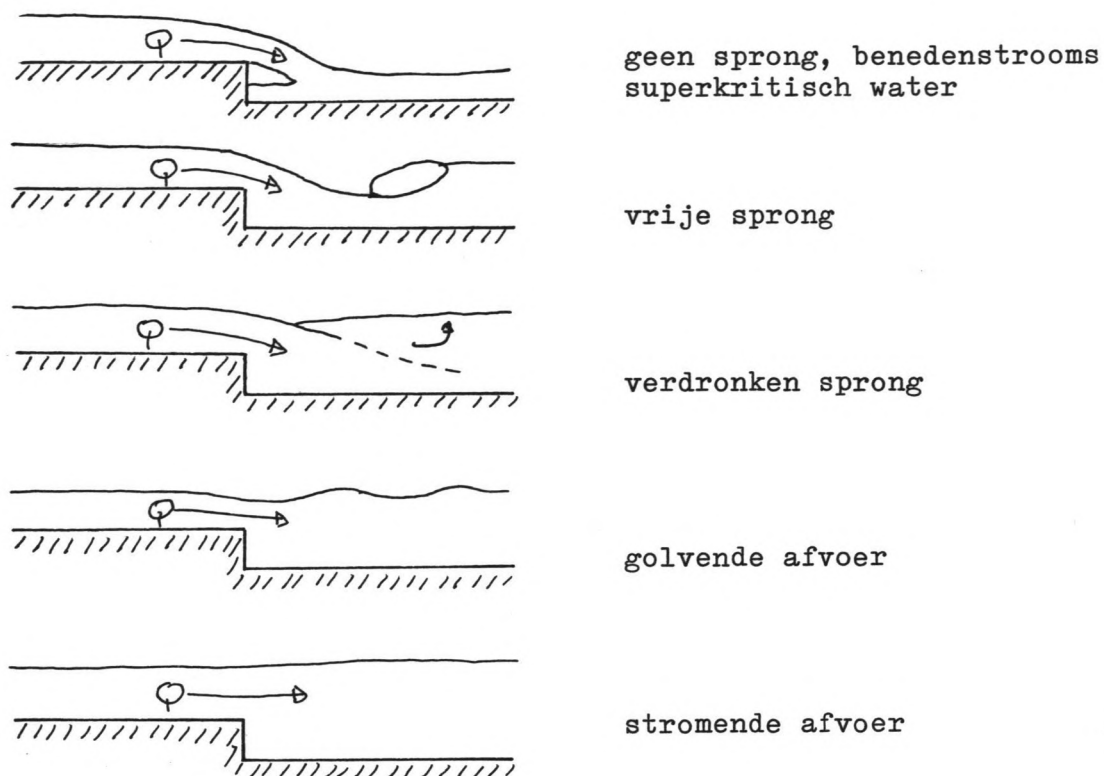


fig. 3.2 Stroombeeldontwikkeling

In de volgende paragraaf volgt een verhandeling over het bepalen van het stroombeeld gegeven de geometrie de benedenwaterstand en het debiet.

Verder wordt daar elk stroombeeld apart beschreven.

3.1.1 Voorspelling en beschrijving stroombeelden

Gegeven een drempelhoogte h_s en een debiet Q zal er, indien de drempelhoogte hoog genoeg is en de benedenwaterstand h_2 laag genoeg is, benedenstrooms schietend water optreden. Wordt de benedenwaterstand verhoogd, dan treedt er bij een bepaalde benedenwaterstand een sprong op, die bij toenemende h_2 stroomopwaarts loopt. Ligt de sprong net aan tegen de drempel dan is dat de grens waar nog net van vrije sprong wordt gesproken. Laat men de benedenwaterstand nog verder toenemen, dan ontstaat de verdrongen sprong. Nu neemt bij toenemende h_2 de hoek van inval van de straal af en er ontstaat een oppervlaktestraal. Dit is de golvende afvoer. Bij verdere toename van h_2 ontstaat de stromende afvoer.

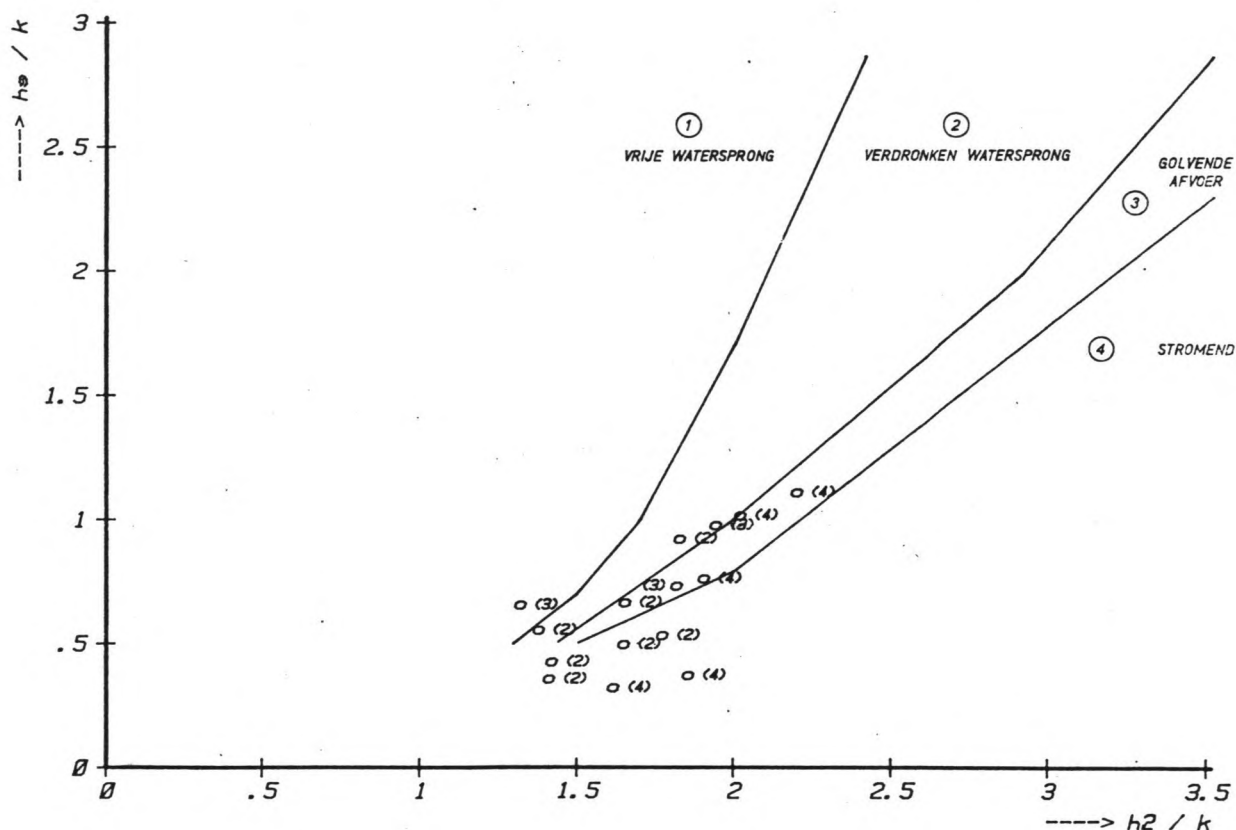


fig. 3.3 Afvoerregiem volgens Bianchi

Bianchi [Lit. 3] geeft aan gegeven de h_2/k en h_s/k wat het stroombeeld wordt voor een abrupte sprong in een prismatisch kanaal. Er wordt geen rekening gehouden met ruwheid aan de voer van de sprong.

Effekten van wel of niet beluchten of hysteresis effecten worden niet meegenomen. Voor kleine spronghoogten ($h_s/k < 0.5$) zijn geen gegevens bekend (zie fig. 3.3).

Manthey [Lit. 8] geeft aan wat het stroombeeld wordt bij een abrupte sprong in een kanaal met trapezium-vormige doorsnede.

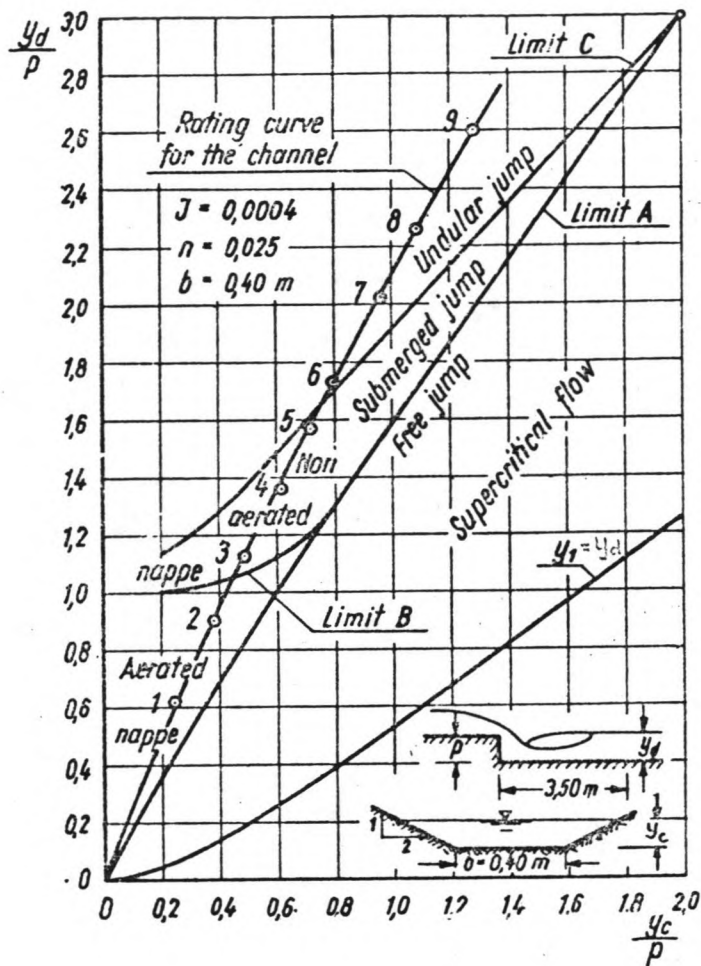


fig. 3.4 Afvoerregiem volgens Manthey ($y_c = k$; $y_d = h_2$; $p = h_5$)

Hij geeft niet zoals Bianchi een overgang aan tussen de golvende en stromende afvoer. Wel maakt hij verschil tussen een beluchte en onbeluchte sprong. Ook geeft hij aan wat de minimale waterdiepte is die benedenstrooms op kan treden (y_1).

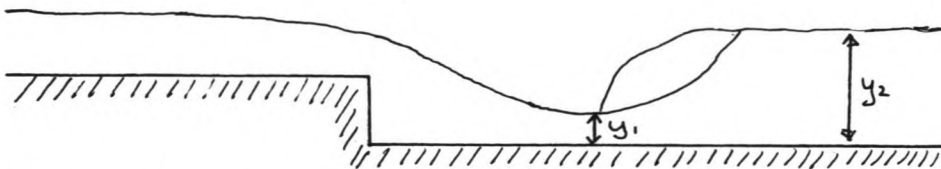


fig. 3.5 Minimale waterdiepte benedenstrooms

Indien het stroombeeld bepaald wordt met figuur 3.4 moet men ervan uitgaan dat deze ontwikkeling bepaald is bij stijgend benedenwater. Vooral de overgang verdronken-golvend vertoont verschil in stroombeeldontwikkeling bij stijgend en dalend benedenwater. De overgang verdronken-golvend met hysteresis effecten is beschreven door Talaat [Lit. 17].

Nu volgt een beschrijving van de bovengenoemde stroombeelden.

Superkritische stroming en vrije sprong

Deze situatie zal de ontwerper altijd willen vermijden. Dit doet hij met behulp van woelbakken. Een vrije sprong wordt alleen toegelaten indien de plaats van de sprong vast ligt. Bij variaties in de benedenwaterstand zal een vrije sprong altijd gaan lopen, zodat er een zeer lange en zware bodembescherming aangelegd moet worden. De ontwerper zal dus de sprong vastleggen tegen de drempel. De vrije sprong kan als volgt beschreven worden. (Zie hiervoor fig. 3.6).

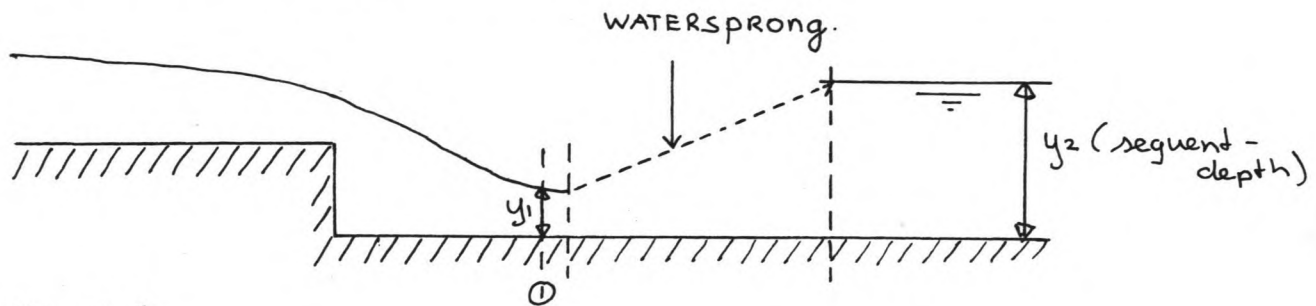


fig. 3.6

Het stromende water bovenstrooms gaat over in schietend water op de kruin en benedenstrooms. Dit gaat via een watersprong weer over in stromend water. Afhankelijk van het Froudegetal in doorsnede 1 ($F_1 = v_1 / \sqrt{g y_1}$) ontstaan de volgende sprongen. [Lit. 10, 15, 26]

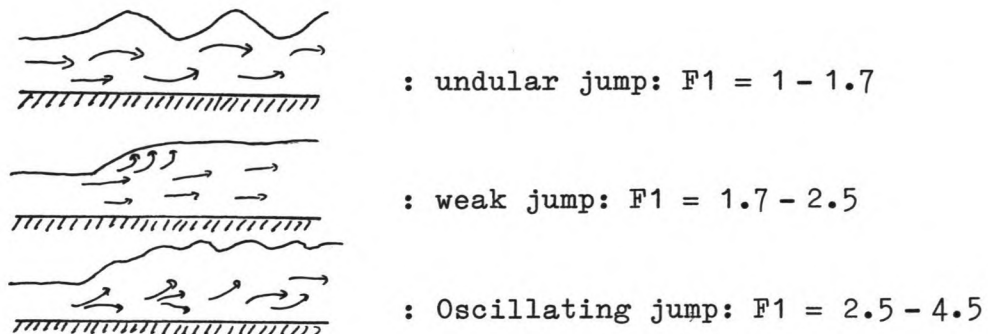


fig. 3.7 Verschillende type watersprongen uit Lit. 26

De sequent depth y_2 ligt vast via de volgende relatie

$$y_2 / y_1 = \frac{1}{2} (\sqrt{1 + 8 F_1^2} - 1) \quad (20)$$

Deze relatie volgt uit impuls en continuïteitsvergelijkingen.

Voor de plaats van de sprong geeft de Vries [Lit. 19] een methode aan waarin hij gebruik maakt van geconjugeerde krommen. Dit is de alternatieve kromme voor de superkritische stroming. De watersprong ontstaat waar de geconjugeerde kromme van de H_3 kromme de benedenstroomse H_2 kromme snijdt.

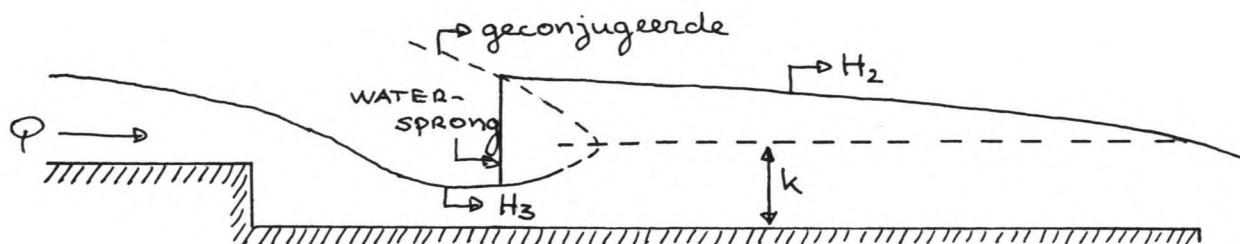


fig. 3.8 Plaats van watersprong

De lengte van de vrije watersprong kan bepaald worden voor $F1 > 1.7$ [Lit. 15].

Verdronken watersprong

Deze situatie komt veel voor in de praktijk. Dit is zo omdat de sprong nu vastligt tegen de drempel. Het stroombeeld kenmerkt zich door hoge snelheden bij de bodem (straalaanval).

Boven de straal bevindt zich de sprong met hoge turbulentie-intensiteiten.

Over het snelheidsprofiel in de vertikaal is weinig bekend.



fig. 3.9 Mogelijke snelheidsvertikalen

Bij toenemende benedenwaterstand wordt de hoek van inval kleiner [Lit. 4]. De grens vrije/verdronken sprong is theoretisch te bepalen. Indien de benedenwaterstand h_2 groter is dan die, die hoort bij de vrije sprong (sequent depth), dan loopt de vrije sprong stroomopwaarts en verandert in een verdronken sprong.

Golvende afvoer

De golvende sprong kan in twee verschillende situaties optreden. De eerste situatie is die van een lage benedenwaterstand zoals behandeld bij de vrije sprong. De tweede is bij een hogere benedenwaterstand. Dit is de situatie die Bianchi en Manthey een undular jump noemen.



fig. 3.10

De hoek van inval is nu nog lager dan bij de verdronken sprong. De straal drijft nu aan het oppervlak en ondervindt wrijving van het 'stilstaande' water achter de drempel. De straal gaat zich spreiden en er ontstaat een lange neer achter de drempel. Over de lengte van deze neer zijn geen literatuurgegevens bekend. De snelheidsvertica bij de golvende afvoer verschillen sterk met die van de verdronken sprong.

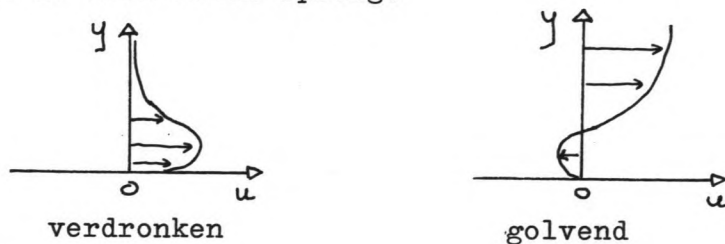


fig. 3.11

Ook de turbulentiestructuren en intensiteiten zijn verschillend.

Stromende afvoer

De benedenwaterstand is nu zo hoog dat er geen superkritische stroming meer optreedt. Het stroombeeld ziet er rustig uit. Er treedt geen sprong meer op en de bodemsnelheden zijn gering.

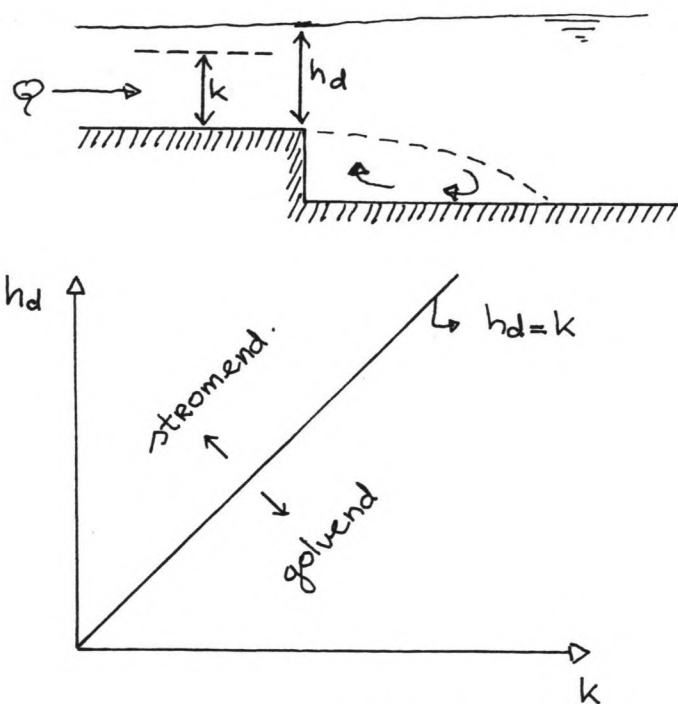


fig. 3.12 Definitie stromende afvoer

Achter de drempel treedt een neer op. Popp [Lit. 24] heeft uitgebreid onderzoek gedaan naar de lengte van de neer en de snelheidsontwikkeling achter een sprong bij stromend water. In 3.2 wordt hierop teruggekomen.

3.1.2 Rekenmethoden voor diverse stroombeelden

Vrije sprong

Er zijn methodes om de waterhoogte aan de voet van de sprong te bepalen. Hier worden er drie behandeld. Ze gelden voor beluchte sprongen.

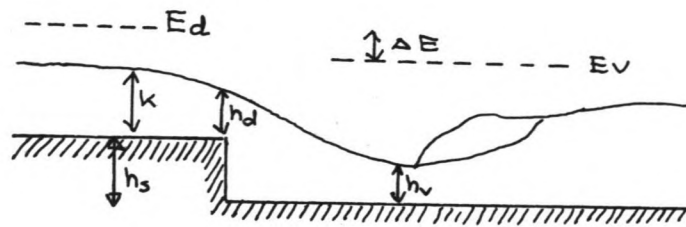


fig. 3.13 Waterhoogte aan de voet van de sprong (h_v)

1. Methode van Moore [Lit. 9]

Moore maakt gebruik van experimenteel bepaald energieverlies aan de voet van de sprong. De energie bovenstrooms is:

$$E_d = h_s + \frac{3}{2} k \quad (21)$$

Het energieverlies ΔE is te halen uit fig. 3.14

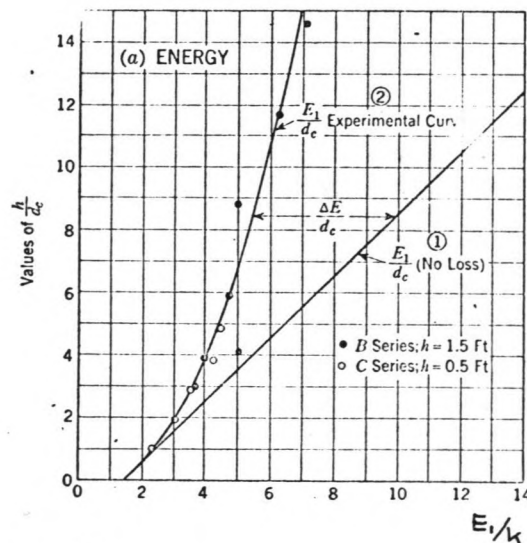


fig. 3.14

Nu is de energie in de straal:

$$E_v = E_d - \Delta E \quad (22)$$

Ook geldt:

$$E_v = h_v + \frac{u^2}{2g} = h_v + \frac{q^2}{2gh_v^2} = h_v + \frac{k^3}{2h_v^2} \quad (23)$$

Dimensieloos maken geeft:

$$E_v/k = h_v/k + \frac{1}{2} \left(\frac{k}{h_v} \right)^2 \quad (24)$$

Dit is om te schrijven in

$$h_v/k + 1/2 (k/h_v)^2 - E_v/k = 0 \quad (25)$$

De energie aan de voet van de sprong (E_v) en de kritieke diepte (k) zijn bekend. Vergelijking (25) is een 3^e graads vergelijking in h_v

$$h_v^3/k + 1/2 k^2 - E_v/k * h_v^2 = 0 \quad (26)$$

Deze is iteratief op te lossen.

2. Methode van White [Lit. 21, 22]

Via impuls vergelijkingen van een straal die onder een hoek de bodem raakt, wordt een uitdrukking gevonden voor h_v

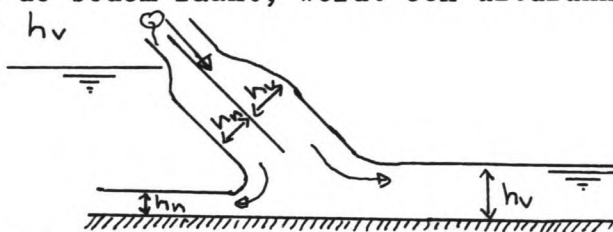


fig. 3.15

De volgende formule wordt gevonden [Lit. 21]

$$h_v/k = \sqrt{2} / (1.06 + \sqrt{h_s/k + 3/2}) \quad (27)$$

Ook bestaat er nog een verbeterde maar een ingewikkeldere methode om h_v te bepalen [Lit. 22]

De waarde van h_v die volgt uit (27) is bruikbaar voor een eerste schatting in de iteratie van vergelijking (26).

3. Methode van Rand [Lit. 12]

Dit is een methode gebaseerd op experimentele data. Gedefinieerd wordt het 'dropnumber' D .

$$D = Q^2 / g h_s^3 \quad (28)$$

Dan is:

$$h_v/h_s = 0.54 D^{0.425} \quad (29)$$

Ook wordt een uitdrukking gevonden voor de benedenwaterstand

$$h_2/h_s = 1.66 D^{0.27} \quad (30)$$

Bij al de bovenvermelde methoden gaat men uit van een gladde bodem benedenstrooms een uniform snelheidsprofiel en een vrije sprong. In de praktijk heeft men vaak te maken met een ruwe bodem. Het profiel is niet uniform, en de sprong is verdronken. Het niet uniform zijn van het profiel, wat de invloed kan zijn van de

bodemruwheid en de vervorming van het profiel door het 'stilstaande' water achter de drempel, moet worden gecorrigeerd bij gebruik van bovenvermelde methoden. Vergelijking (26) wordt:

$$h_v^3/k + 1/2 \alpha k^2 - E_v/k \cdot h_v^2 = 0 \quad (31)$$

waarin:

$$\alpha = \frac{\sum u^3 \Delta h}{\bar{u}^3 \cdot h}$$

Bovenstrooms wordt de kritieke hoogte bepaald met

$$k = \sqrt[3]{\alpha q^2/g} \quad (32)$$

Hierin kan $\alpha = 1$ gesteld worden.

Verdronken sprong

Blaisdell [Lit. 4] bekritiseert de theorie van White vanwege de praktische onbruikbaarheid. In de praktijk legt de ontwerper zijn sprong altijd vast tegen de drempel. (Verdronken sprong). Er is weinig bekend over de snelheidsvertikalen bij een verdronken sprong. Ook is niet bekend hoe ΔE uit vergelijking (22) verandert bij een verdronken sprong ten opzichte van ΔE bij een vrije sprong.

Indien de situatie verdronken sprong de vrije sprong nog benadert, zou de theorie als volgt toegepast kunnen worden:

- Benader h_v met bijvoorbeeld Moore.
- Stel dat h_v de stroomvoerende hoogte is. ($h_v \cdot \bar{u}_v = q$)

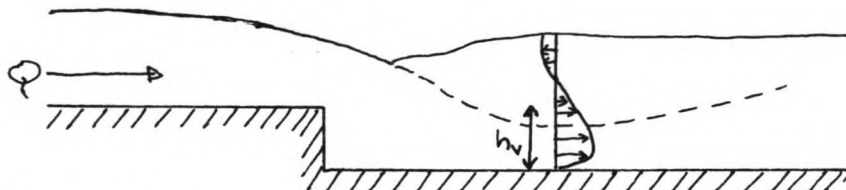


fig. 3.16

Voor een aantal M1834 proeven zijn deze berekeningen gemaakt en vergeleken met hoogtes opgemeten uit de geprojecteerde dia's (zie hoofdstuk 4). De resultaten zijn in tabel 1 uitgezet. Hieruit blijkt dat naarmate de situatie meer verdronken wordt, de theorie niet meer opgaat.

De methoden van Moore, White en Rand zijn wel goed toepasbaar om vast te stellen of een sprong vrij of niet vrij is. Gegeven is de volgende situatie:

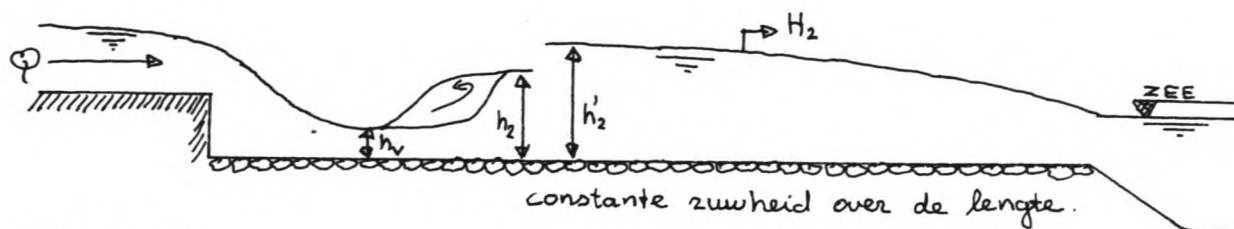


fig. 3.17

De werkwijze is nu als volgt:

- . Bepaal h_v met bijvoorbeeld de methode van Moore.
- . Bereken vervolgens de 'sequent depth' h_2 met
$$h_2/h_v = 1/2 (\sqrt{1 + 8Fv^2} - 1)$$
- . Via het bekend veronderstelde zeeniveau kan via een verhanglijnberekening omhoog gerekend worden. De H2 kromme kan als volgt berekend worden. De volgende vergelijking geldt voor een horizontale bodem [Lit. 19].

$$g [1 - u^2/g \cdot h] \frac{dh}{dx} = q^2/c^2 h^3 \quad \text{of} \quad (33)$$

$$[1/4 h^4 - q^2/g \cdot h]^2 = [-q^2/c^2 \cdot x]^2 \quad \text{of} \quad (34)$$

$$1/4 h_2'^4 - q^2/g \cdot h_2' = 1/4 h_1^4 - q^2/g h_1 - q^2/c^2 x_2 + q^2/c^2 x_1 \quad (35)$$

Voor een over de lengte constante ruwheid op de bodem en een gladde wand (laboratoriumgoot) geldt:

$$C = 18 \log 12h/k_s \quad (36)$$

$$\text{stel } k_s = D_{50} \quad (37)$$

Vergelijking (35) is een vierdegraads vergelijking in h_2' en is iteratief op te lossen. Een voorbeeld van een berekening waarin h_2' bepaald wordt, staat in bijlage 1.

- . Indien $h_2' > h_2$ is, loopt de sprong stroomopwaarts en wordt verdronken.

Golvende afvoer

In een recentelijk verschenen publikatie wordt beschreven hoe de vorm van het wateroppervlak bij golvende afvoer berekend kan worden. [Lit. 17] Daar wordt hier verder niet op ingegaan.

3.2 Beschrijving neer achter drempel

Inzicht in de lengte van de neer achter een drempel geeft inzicht in de plaats waar de aanval op de stortsteenbekleding groot is. Per stroombeeld worden literatuurgegevens over de neerlengtes vermeld.

Vrije sprong (belucht)

Rand [Lit. 12] geeft formules voor de bepaling van L_d (fig. 3.18).

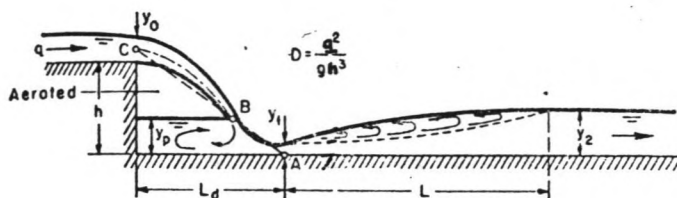


fig. 3.18 Definitieschets

De formule voor L_d is:

$$L_d = 4.30 D^{0.27} \quad (38)$$

waarin $D = \frac{q^2}{g h^3}$

Indien de sprong niet belucht is, zal L_d en ook de neerlengte korter zijn.

Verdronken sprong

Nu zal de straal zodra hij in het benedenwater stort niet meer een parabolische vorm hebben, maar een rechtlijnige. De neerlengte wordt dus groter dan bij de vrije sprong.

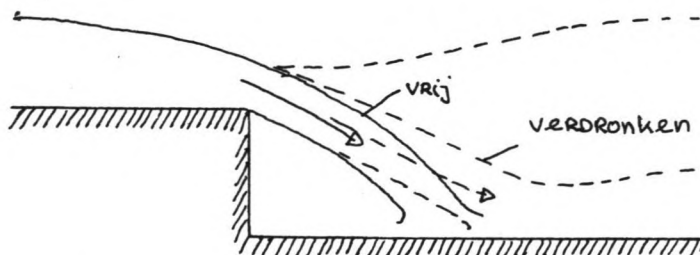


fig. 3.19

Blaisdell en Donnelley [Lit. 4] hebben om de lengte van woelbakken te bepalen, de afstand van de sprong tot de plaats waar de straal de bodem raakt bepaald.

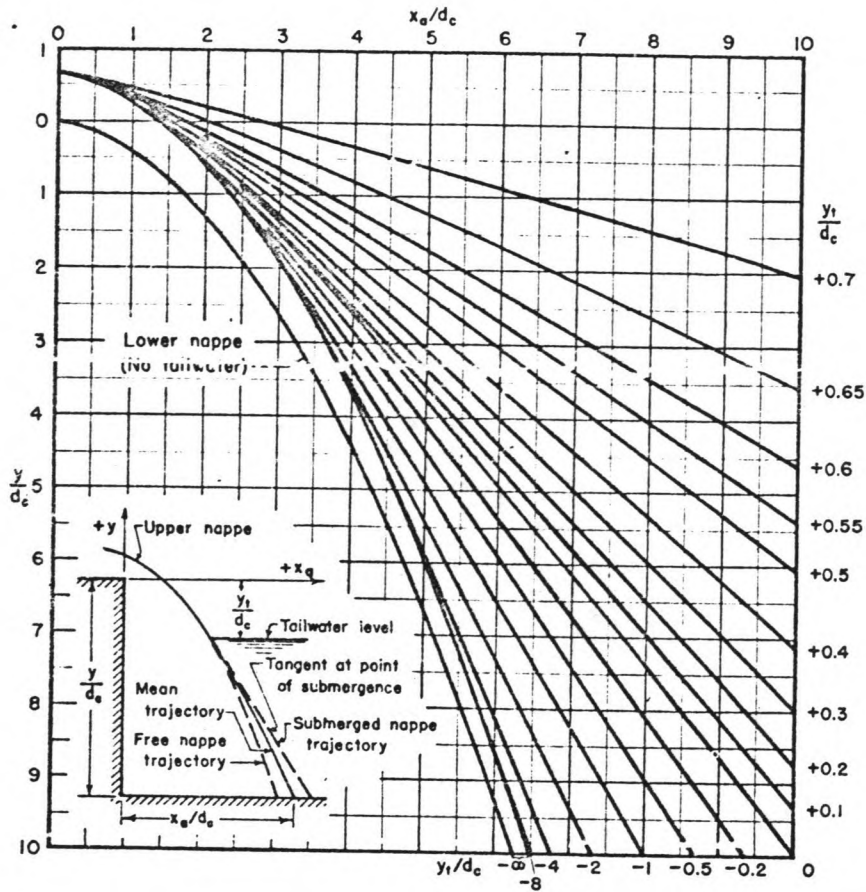


fig. 3.20 Ontwerpgrafiek om x_a te bepalen

Zij gebruiken het symbool x_a . Dit is het gemiddelde van de lengte die zou volgen uit de situatie met vrije sprong en een verdronken sprong. Figuur 3.20 mag alleen gebruikt worden voor de lengtebepaling van woelbakken. De x_a kan echter een indicatie van de neerlengte geven. De werkelijke neerlengten bij verdronken sprongen zal vanwege de definitie van x_a , groter zijn dan x_a .

Golvende afvoer

Hier zijn geen literatuurgegevens over de neerlengten bekend. Zoals in 3.1.1 vermeld is, ontstaat er een 'lange' neer. Verder wordt er verwezen naar ons aanvullend onderzoek (hoofdstuk 6).

Stromende afvoer

Het grote verschil met de vorige stroombeelden is, dat de verticale snelheid op de drempel nu ongeveer gelijk aan nul is.

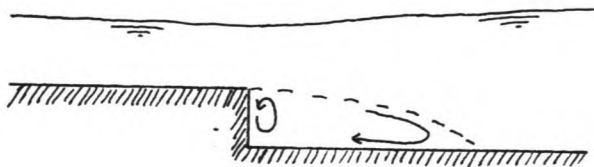


fig. 3.21 Stromende afvoer

Dit soort problemen wordt in de literatuur veel behandeld. Popp [Lit. 24] heeft experimenteel onderzoek gedaan aan dit stroombeeld met vrije waterspiegel. Eaton [Lit. 23] heeft proeven gedaan met lucht en een bovenbegrenzing. Hieronder volgt eerst een definitieschets.

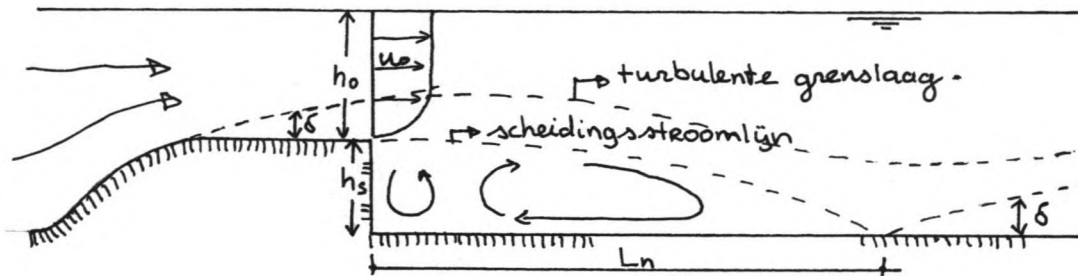


fig. 3.22 Definitieschets

De waarde van L_n (neerlengte, 'reattachment length') wordt door 2 mechanismen bepaald.

1. Kromming van de grenslaag naar de vloer veroorzaakt door de drukgradient ($\partial p / \partial y$).
- en de belangrijkste:
2. Impulsoverdracht via de grenslaag (turbulent mixing).

Dit laatste mechanisme kan worden vergeleken met het zogenaamde 'Free jet boundary problem' [Lit. 16]

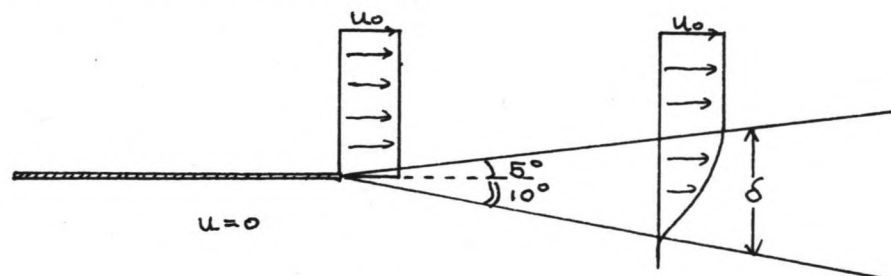


fig. 3.23 Vrije straal volgens Tollmien

Het verschil is dat de straal nu niet vrij is, maar er is een onderbegrenzing. In figuur 3.24 wordt deze theorie vergeleken met een meting van Popp.

Popp stelt dat de lengte van de neer als volgt beschreven kan worden:

$$L_n/h_s = f(Re_{h_s}, \frac{h_0+h_s}{h_0}) \quad (39)$$

$$\text{waarin } Re_{h_s} = \frac{u_0 * h_s}{\nu} \quad (40)$$

Vergelijking (39) geldt alleen onder bepaalde aannamen. (Zie Popp [Lit. 24]). Experimenteel heeft Popp de verbanden gevonden die staan in figuur 3.25 en 3.26.

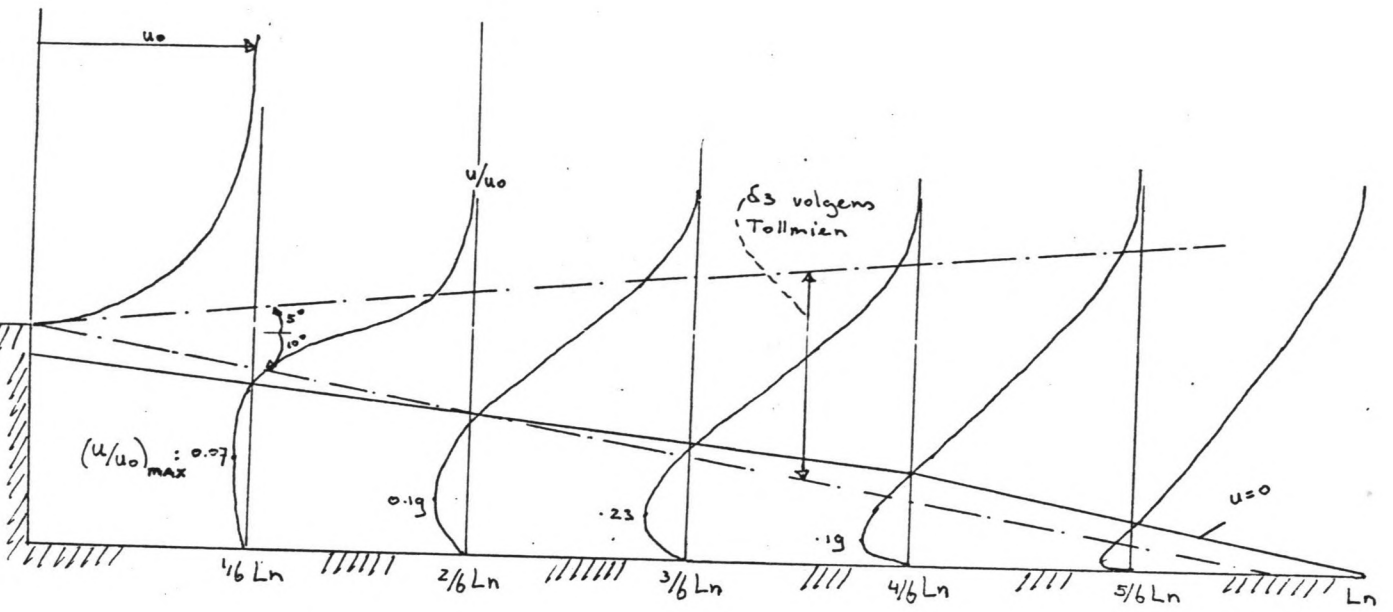


fig. 3.24 Vergelijking van Tollmien en Popp

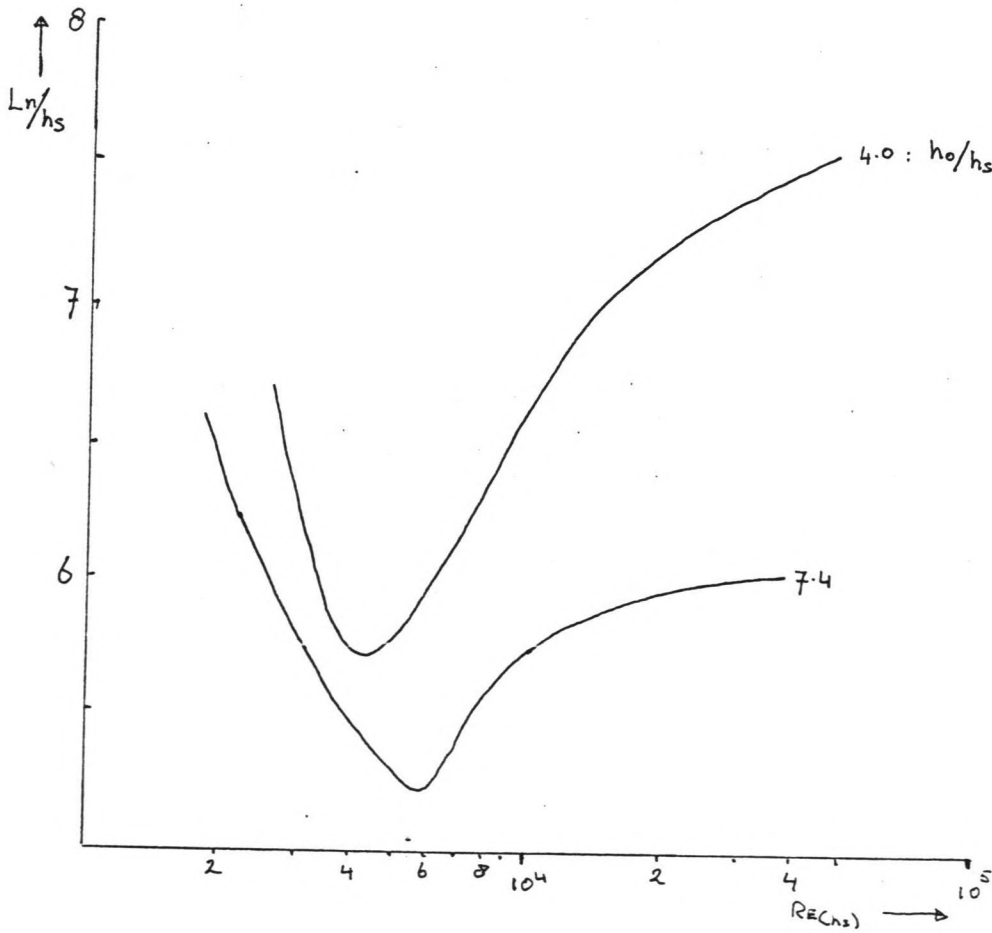


fig. 3.25 L_n/h_s als functie van Re_{h_s}

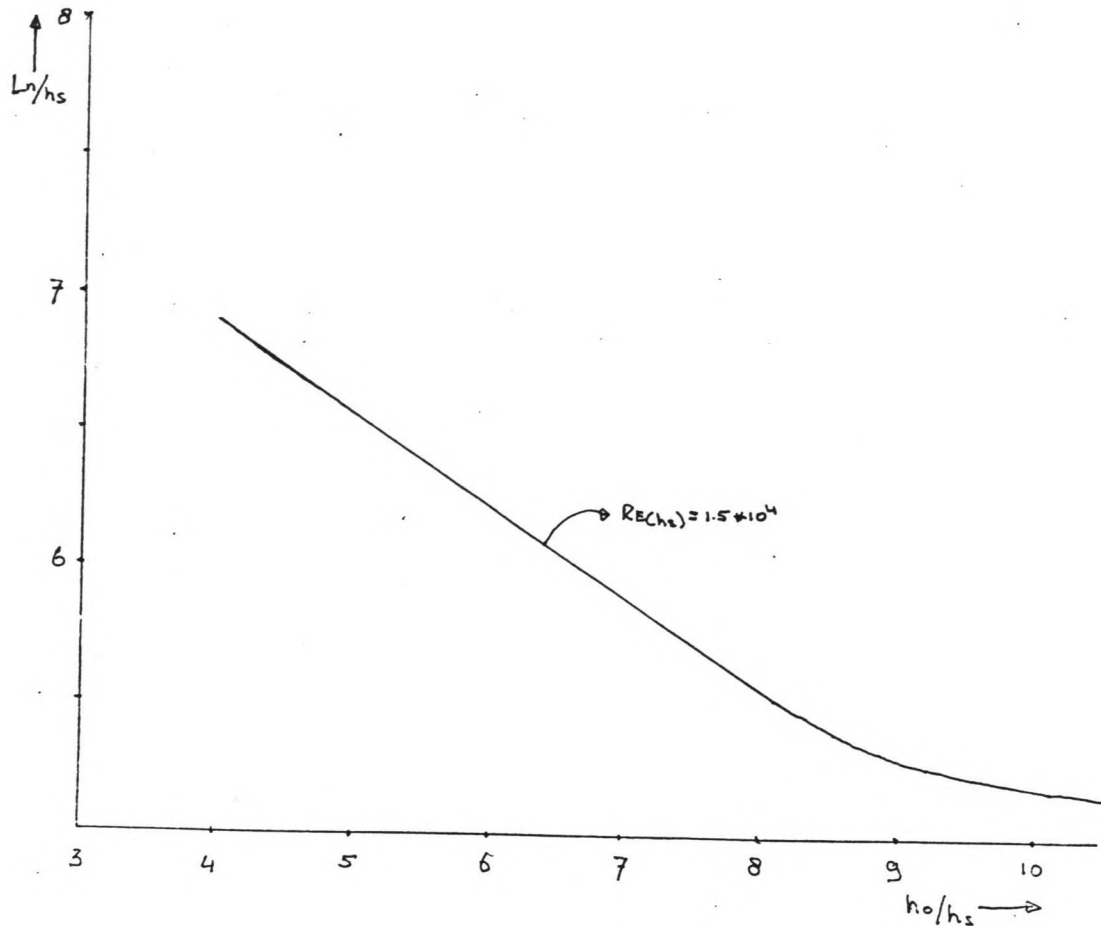


fig. 3.26 L_n/h_s als functie van h_0/h_s

Het minimum van L_n/h_s voor een bepaalde h_0/h_s ontstaat bij dat Reynoldsgetal waarbij de werveld het grootst zijn. (Zie figuur 3.25). Grote wervels betekent veel uitwisseling en dus een kleine L_n . Voor grote Reynoldsgetallen wordt de neerlengte Reynoldsonafhankelijk.

Om de toepasbaarheid en de onvolkomenheden van bovenstaande theorie te tonen, worden M1834 metingen vergeleken met de metingen van Popp. In onderstaande tabel staan de proeven met bijbehorende Reynoldsgetallen.

Proef	I4D2	I8C2	I8D2	I12C3	I12D3
Re_{hs}	$4 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^5$	$9 \cdot 10^4$	$1.7 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^5$

tabel 3.1

Voor een Re_{hs} waarde geldt een verband als in figuur 3.26.

Uit figuur 3.25 blijkt dat voor hogere Re_{hs} het verband $Ln/h_s = f(h_0/h_s)$ hoger ligt dan voor lagere Re_{hs} .

De metingen van Popp zijn gedaan voor $h_0/h_s > 4$, terwijl de M1834 metingen gedaan zijn bij $h_0/h_s < 4$.

De M1834 resultaten zijn uitgezet in figuur 3.27.

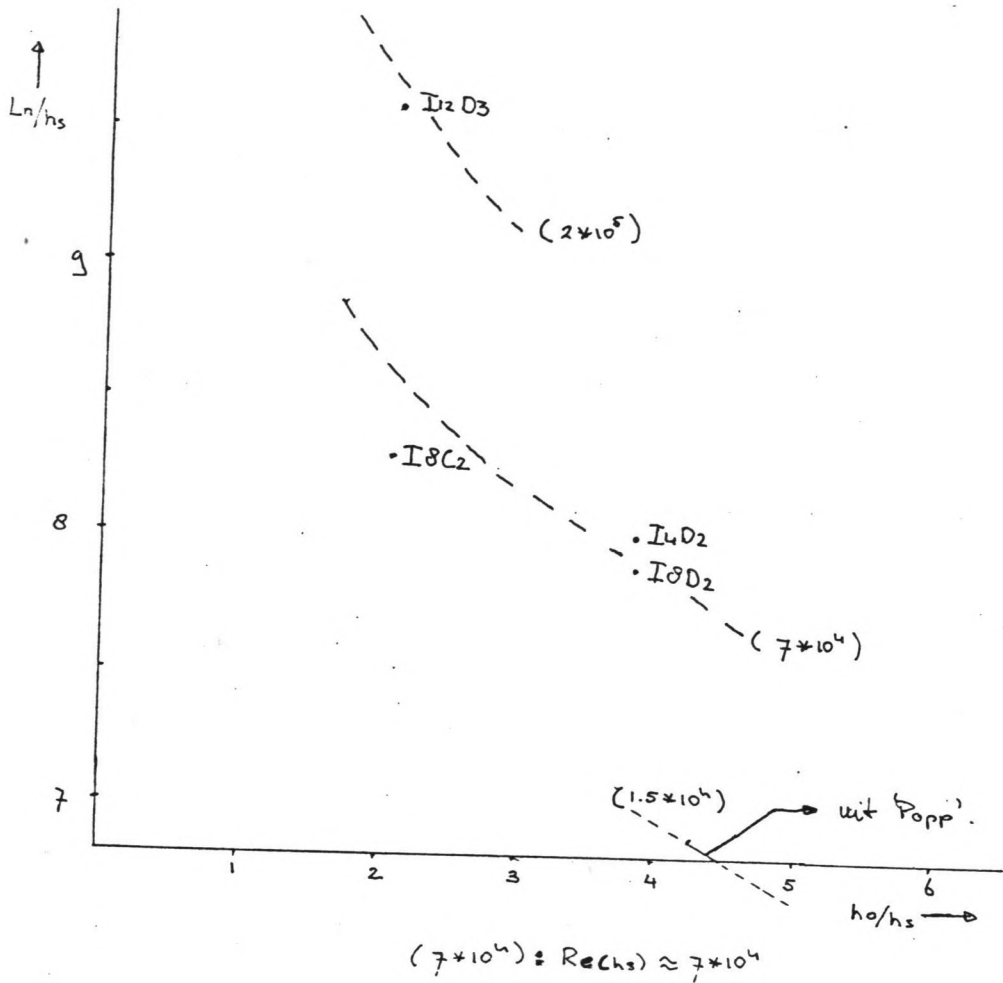


fig. 3.27 M1834 neerlengtes

Verder blijkt er uit de metingen van Popp dat voor de maatgevende snelheid in de neer $0.25 u_0$ aangenomen kan worden.

3.3 Voorspelling snelheidsontwikkeling achter sprong

Als het mogelijk is om uitgaande van geometrie, debiet en benedenwaterstand een voorspelling te geven van de snelheidsverdeling (in de vertikaal) als functie van de afstand tot de sprong is de snelheid bij de bodem op iedere positie bekend. Wanneer nu de relatie bodemsnelheid - stabiliteit eenduidig is, kan bij iedere benedenwaterstand het maximum toelaatbare debiet worden berekend waarbij nog net geen begin van beweging optreedt.

In deze paragraaf wordt de gedachte getoetst of gebruik kan worden gemaakt van straaltheorieën, welke vooral zijn ontwikkeld door Rajaratnam [Lit. 13, 14] voor z.g. wall-jets.

In bijlage II worden enkele berekeningsmethodes getoetst aan modelresultaten M1834.

Analyse: koker

- Methode A (bijlage II-A).

Uit de modelresultaten van Rajaratnam blijkt, dat wanneer de straal de bodem raakt, de stroming versnelt over een zekere afstand en dat daarna diffusie optreedt.

Er zijn geen gedetailleerde snelheidsmetingen gedaan bij M1834 (te weinig punten in de vertikaal en grote stappen in x-richting). Wel blijkt uit de metingen dat de maximum snelheden hoog blijven over een zekere afstand, hier tot 140 cm uit de sprong. Daarna neemt de grootte van u_m/u_0 sneller af dan Rajaratnam veronderstelt.

De oorzaak moet gezocht worden in de afwijkende geometrie,

$$\text{nl. } \frac{h_2}{h_5} = 3.3 < 20 \text{ en de ruwheid: } d_{50} = 0.01 \text{ m}$$

Door deze ruwe bodem wordt de stroming vrij snel "gedirigeerd" in een situatie met ontwikkeld snelheidsprofiel.

Over de eerste 140 cm blijkt een goede overeenkomst. M.b.v. meer gedetailleerde snelheidsmetingen bij diverse varianten zou onderzocht kunnen worden of deze methode toepassing kan vinden.

- Methode B (bijlage II-B).

Doordat in deze opstelling van Rajaratnam geen sprong voorkomt, treedt vrij snel reductie op van de maximale snelheid.

Bij de M1834-proeven duikt de straal eerst naar beneden, methode A beschrijft waarschijnlijk beter de ontwikkeling: de stroming versnelt en pas na zekere afstand neemt de grootte van $u_m/\sqrt{3}$ af.

De snelheden blijven hoog over de eerste 80 cm vanaf de sprong, pas daarna neemt de grootte van $u_m/\sqrt{3}$ snel af. Pas na 140 cm is de uit de metingen bepaalde $u_m/\sqrt{3}$ kleiner dan volgens Rajaratnam.

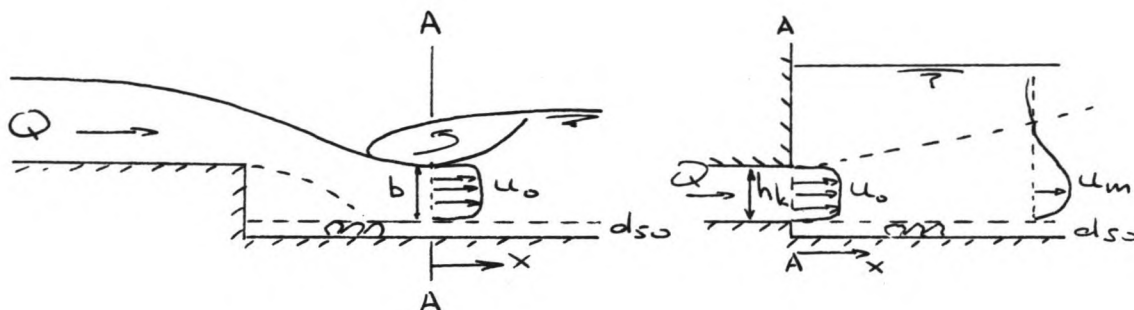
Voor $x > 140$ cm neemt $u_m/\sqrt{3}$ sneller af dan volgens Rajaratnam, hiervoor kan weer de ruwheid worden aangewezen.

Uit vergelijking van IIIa4D2 en IIIa4D1, blijkt dat wanneer de relatieve ruwheid toeneemt, uitgedrukt in $\frac{d_{50}}{h_2}$ de ontwikkeling naar een volledig ontwikkeld snelheidsprofiel sneller verloopt.

IIIa12C1 is opgenomen om vergelijking met methode A mogelijk te maken. Konklusie: methode A beschrijft beter de opgetreden ontwikkeling.

Analyse: vlakke vloer

- Methode C (bijlage II-C).



Als een vrije of verdronken watersprong ontstaat en voorlopig verondersteld wordt dat onder de watersprong een blokvormig snelheidsprofiel heerst, zou de gedachte getoetst kunnen worden: is het mogelijk dat de snelheidsontwikkeling ná deze watersprong redelijk beschreven wordt m.b.v. de theorie voor een z.g. wall jet volgens Rajaratnam?

Stel dat bij dsn. A-A de stroomwerende hoogte b cm bedraagt, dan kan gesteld worden: $h_k = b$.

Uitgegaan van de theorie volgens Rajaratnam, welke ook onder methode B is behandeld, is voor enkele modelresultaten M1834 een berekening uitgevoerd in bijlage II-C.

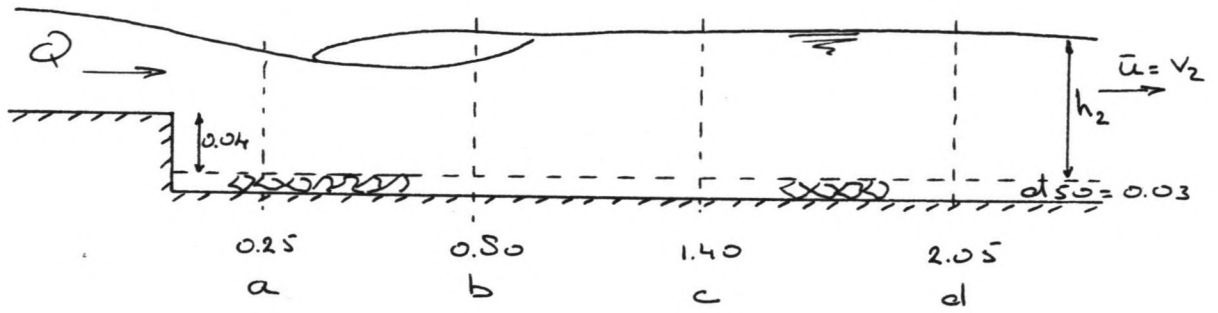
De uit de metingen bepaalde grootte van $\frac{u_m}{u_0}$ is veel kleiner dan uit de methode van Rajaratnam zou volgen.

D.w.z. de hoge snelheden reduceren veel sneller. De stromings-situatie wijkt toch wel sterk af van het "ideale" beeld dat bij Rajaratnam optreedt. De waterdiepte h_2 is beperkt, de ruwheid (relatief, uitgedrukt in $\frac{d_{50}}{h_2}$ of $\frac{d_{50}}{h_k}$) is veel

groter en dit draagt ertoe bij dat de stroming zich snel ontwikkelt naar een situatie met volledig ontwikkeld snelheidsprofiel.

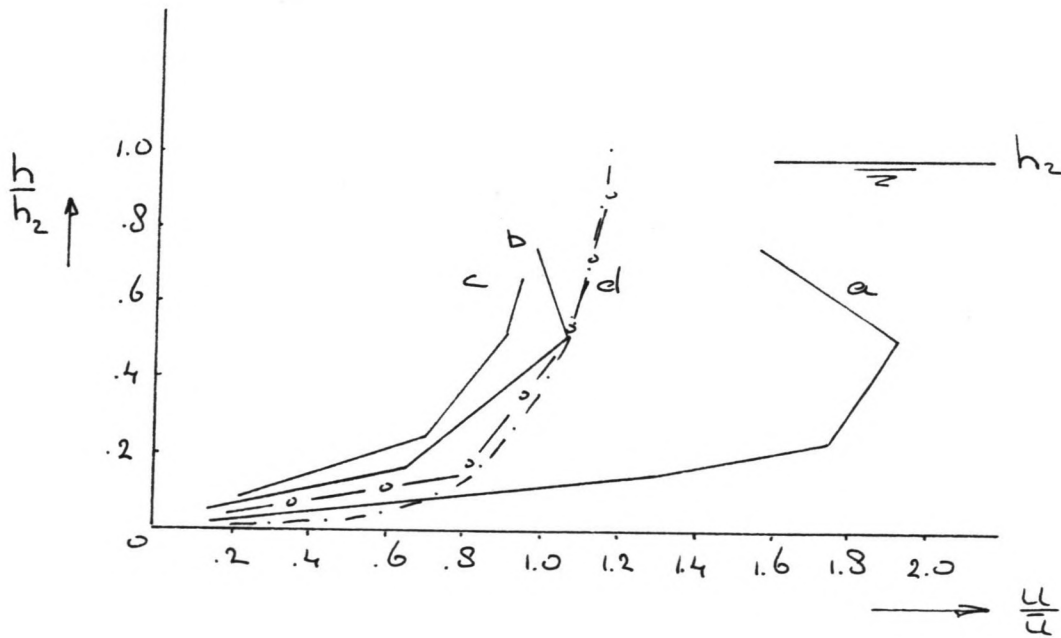
Voor situatie I4C3 is hieronder de snelheidsverdeling getekend zoals deze op 4 afstanden vanaf de sprong gemeten is in het WL-onderzoek.

I4C3: verdronken watersprong.



De gemeten snelheden, uitgedrukt in $\frac{u}{u_1}$:

$$\left(\bar{u} = \frac{Q}{b \cdot h_2} \right)$$



- .-.- snelheidsverdeling volgens eenparige stroming (ontwikkeld snelheidsprofiel)
- o-o- gemeten snelheidsverdeling op 2.05 m vanaf de sprong

Samenvattend kan voor de straaltheorieën gesteld worden:

Voor kokerkonstrukties waarbij de geometrie en de randvoorwaarden redelijk overeenstemmen met de situatie welke Rajaratnam beschrijft onder "plane turbulent reattached wall jets", kan m.b.v. die onderzoekresultaten een benadering worden gegeven voor de snelheidsverdeling achter de sprong.

Daarbij geldt dat de kokerhoogte en spronghoogte beperkt moeten blijven ($\frac{h_k}{h_2}$ en $\frac{h_s}{h_2}$ klein) en dat ook de relatieve ruwheid beperkt is ($\frac{e_{50}}{h_k}$ klein).

M.b.v. de methode van Rajaratnam kan zo een schatting worden gemaakt van de bodemsnelheden achter de sprong. Als de relatie bodemsnelheid - korreldiameter eenduidig is, kan ook het maximale debiet worden berekend, waarbij nog geen trillen optreedt.

Dit vergt nog nader onderzoek. Rajaratnam geeft geen informatie over turbulentie-intensiteiten. Dat deze een grote rol spelen, blijkt in hoofdstuk 4.

4. Onderzoek naar relatie tussen lokale snelheid en begin van beweging

In dit hoofdstuk worden gegevens verwerkt welke zijn geregistreerd tijdens de proeven die bij het W.L. zijn uitgevoerd, maar niet zijn geanalyseerd bij het opstellen van het rapport. Het betreft hier fotografisch vastgelegde stroombeelden (voor het moment van trillen), gemeten snelheidsverdelingen in de vertikaal en gemeten bodemdrukken achter de sprong.

Doel van deze bewerking is het vastleggen van een verband tussen (lokale) bodemsnelheden en begin van beweging en de invloed van de turbulentie-intensiteit.

Nagegaan kan worden of bij een straal aanval mogelijke overdrukken onder de bestorting verantwoordelijk kunnen worden gedacht voor instabiliteit.

4.1 Uitwerking stroombeeldgegevens

Tijdens de proevenserie M1834 is bij iedere geometrie het stroombeeld fotografisch vastgelegd. Daartoe zijn bovenstrooms polystyreenkorrels geïnjecteerd, welke door hun lage soortelijk gewicht (ongeveer gelijk aan water) in de stroombanen worden meegenomen. Op het moment dat trillen werd gekonstateerd, zijn deze korrels door een smalle lichtbundel loodrecht boven de goot (in het midden van de goot, lengterichting) aangeflitst in 4 kleuren.

Achtereenvolgens rood, wit, blauw en geel met een tussentijd van 1/50 sec.

Dit is 4 maal gebeurd. Zodat van iedere stromingssituatie 4 dia's ontstonden.

Een voorbeeld van die dia's is, als foto, bijgevoegd bij het rapport M1834: bijlage IV.

Deze dia's zijn door ons op een tekenpapier afgebeeld en overgenomen. Zie daarvoor figuren stroombeelden M1834: tekening D (1) t/m D (111).

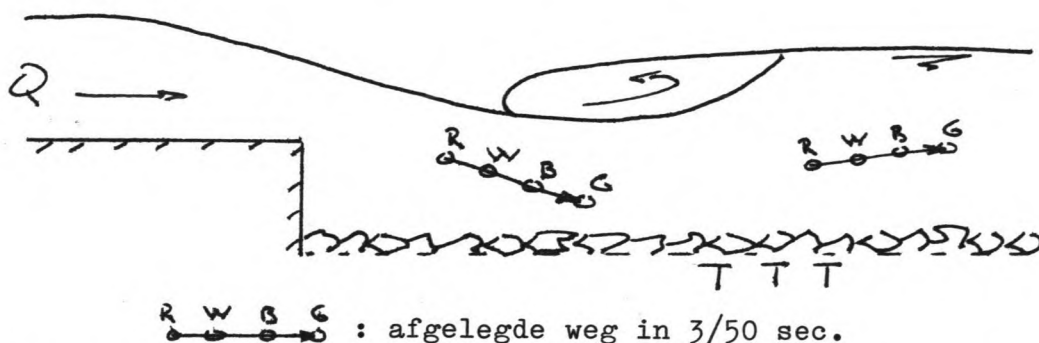
Bij het W.L. bestond belangstelling voor de stroombeeldontwikkeling na doosdrempels en zigzag-overlaten (situatie M1834: II), zodat deze ook zijn meegenomen.

Iedere figuur geeft een stroombeeldontwikkeling weer op het moment dat het stabiliteitskriterium trillen overschreden wordt.

Op de meetformulieren van het W.L. staat gegeven op welke posities trillen werd gekonstateerd. Deze gegevens zijn op de tekening aangegeven (T = trillen).

Wanneer een K (kantelen) staat aangegeven, is op die positie kantelen opgetreden door, nadat trillen werd gekonstateerd, bij gelijke benedenwaterstand h_2 het debiet Q verder op te voeren. Daarmee verandert ook de stroombeeldontwikkeling.

Omdat de dia op de juiste schaal is afgebeeld, is de lengteschaal bekend, voor de geometrie maar ook voor de afgelegde weg van de korrels.



Deze afgelegde weg gedeeld door $3/50$ sec. is de lokale snelheid op het moment van trillen.

In 4 meetraaien benedenstrooms (zie fig. M1834: 5) is de snelheidsverdeling in de vertikaal bepaald. Het meetrapport verschaft informatie over de gemiddelde snelheid en de daarbij optredende turbulentie-intensiteit. Zie M1834: bijlage II en III. Dit maakt het mogelijk om in combinatie met de lokale snelheid een schatting te geven voor de turbulentie-intensiteit in de directe omgeving van de plaats waar trillen optreedt.

Bij nadere beschouwing van de tekeningen valt op dat trillen plaatsvindt bij volstrekt verschillende stromingssituaties.

Zie daarvoor I4A2, tek. ① en I12B3, tek. ①6.

I4A2: hier ontstaat een verdronken watersprong.

Vlak achter de sprong duikt de straal onder een dekneer door en daar worden hoge snelheden bereikt. De vorm van aanval op de bestorting wordt straalaanval genoemd.

Trillen als gevolg van straalaanval wordt gekenmerkt door:

- hoge snelheden
- lage turbulentie-intensiteit
- water stroomt niet horizontaal, d.w.z. er is een hoek van inval



fig. 4.2

- mogelijk overdrukken onder de steenbestorting.

I12B3: dit is een voorbeeld van een golvende afvoer.

Duidelijk is te zien dat de snelheden naar de oppervlakte tenderen en dat bij de bodem een uitgestrekt nergebied ontstaat. Er is niettemin in deze neren trillen geconstateerd. Deze vorm van aanval op de bestorting wordt aanval in neren genoemd.

Trillen als gevolg van aanval in neren wordt gekenmerkt door:

- lage snelheden
- hoge turbulentie-intensiteit.

Tenslotte is nog trillen gekonstateerd in lokale stromings-
situaties waar min of meer een stromende afvoer heerst.
Dit kan o.a. optreden als zich een grenslaag ontwikkelt,
ontwikkeling naar een volledig ontwikkeld snelheidsprofiel
plaatsvindt.
Zie daarvoor bijv. I4A2, tek. ①



fig. 4.3 Trillen bij min of meer ontwikkeld snelheidsprofiel

Eenzelfde aanval kan optreden als het stroombeeld op stromende
afvoer duidt.

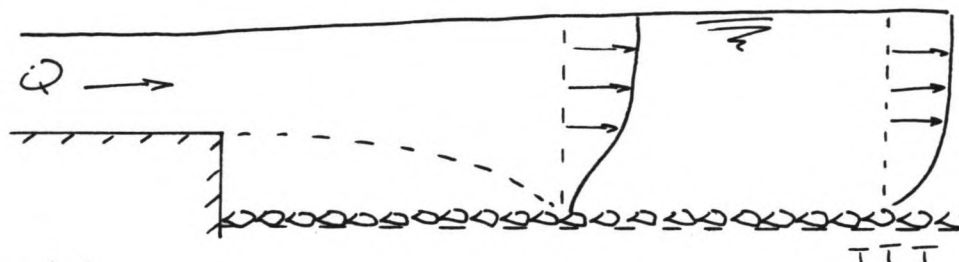


fig. 4.4

Deze vorm van aanval wordt stromende aanval genoemd.

Straalaanval treedt ook op bij kokers wanneer bij een hoge
benedenwaterstand een bodemstraal optreedt.

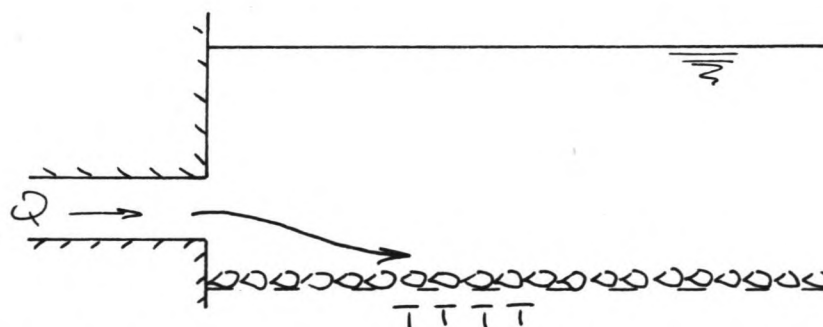


fig. 4.5

Zie bijv. IIIa12B1, tek ⑥9

Aanval in neren kan optreden als bij een oppervlaktestraal
trillen plaatsvindt in een nerengebied. Zie bijv. IIIa12D1, tek ⑦1

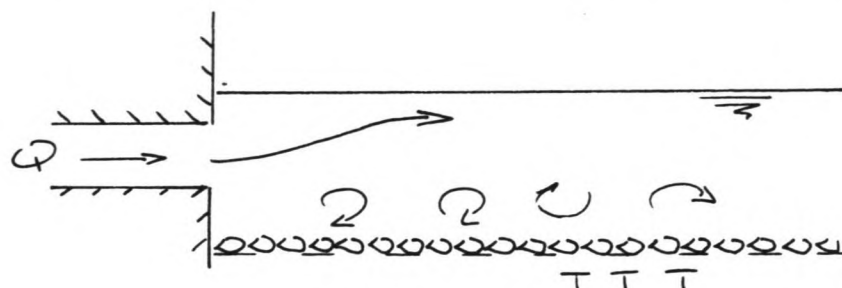


fig. 4.6

De soort aanval, straalaanval, stromende aanval of aanval in neren is dus niet gekoppeld aan het afvoerregiem, maar hangt af van de lokale stromingssituatie.

In tabel 2 t/m 7 zijn de grootheden en kenmerken per geometrie vastgelegd.

De lokale snelheid t.p.v. trillen wordt de kritieke snelheid

(= u_{kr}) genoemd. Deze is of af te lezen uit de tekening of uit het meetrapport waarin de gemeten snelheidsverdeling voorkomen.

Het aantal malen trillen duidt op een lichte of zware aanval.

De soort aanval volgt uit een vergelijking van de lokale stromingssituatie en de hiervoor beschreven indeling.

De tekening (dia) geeft informatie over het stroombeeld (afvoerregiem).

De turbulentie-intensiteit volgt uit een schatting gemaakt op basis van de gemeten snelheidsverdelingen.

Aan de tabel zijn nog toegevoegd: $\frac{h_2}{d_{50}}$, gegevens uit M1834,
en de waarde $\frac{u_{kr}}{\sqrt{g \Delta d_{50}}}$.

4.2 Resultaten stroombeeldgegevens

De resultaten uit tabel 2 t/m 7 zijn uitgezet in de figuren A3 t/m A12.

Per geometrie (vlakke vloer, drempelconstructie, koker) is bij elke vorm van aanval (straalaanval, stromende aanval, aanval in neren) uitgezet:

$$\frac{u_{kr}}{\sqrt{g d_{50}}} \quad \text{als functie van} \quad \frac{h_2}{d_{50}}$$

Per konstruktietype zijn de volgende gevolgtrekkingen te maken.

Situatie I (vlakke vloer, fig. A3 t/m A5).

Ondanks de spreiding in de resultaten is duidelijk te zien dat trillen als gevolg van straalaaanval plaatsvindt bij hogere snelheden dan bij stromende aanval. Trillen bij aanval in neren vindt plaats bij de kleinste waarde(n) van $\frac{u_{kr}}{\sqrt{g d_{50}}}$, dus bij lage snelheden.

Situatie II (drempel, zigzag-overlaat, fig. A6 t/m A9).

Er is slechts een gering aantal meetpunten voor de (doos-)drempel. De grootte van $\frac{u_{kr}}{\sqrt{g d_{50}}}$ is voor stromende aanval nog kleiner dan

voor aanval in neren. Verwacht wordt een grote spreiding zodat het beeld onduidelijk wordt.

Voor de zigzag-overlaat geldt dat, ondanks de spreiding, bij straalaaanval de meetpunten liggen boven die van een aanval in neren of bij stromende aanval.

Situatie III (koker, fig. A10 t/m A12).

Bij de koker wordt het beeld weer wat duidelijker. De spreiding bij straalaaanval is opmerkelijk klein. Ondanks de spreiding in de meetpunten is de verwachting dat de grootte van $\frac{u_{kr}}{\sqrt{g d_{50}}}$ voor stromende aanval groter is dan voor aanval in neren.

Samenvattend kan gesteld worden dat wanneer trillen t.g.v. een straalaaanval optreedt de kritieke snelheid (= lokale snelheid bij de bodem) hoger is dan bij een stromende aanval, en dat trillen bij aanval in neren al plaatsvindt bij lage snelheden.

Een overzicht is gegeven in de volgende tabel.

konstruktie-type	straalaaanval	stromende aanval	aanval in neren
vlakke vloer	1.05 - 1.45	0.5 - 0.85	0.3 - 0.7
doosdrempel	0.7 - 1.3	0.35 - 0.45	0.35 - 0.7
zigzag	0.5 - 1.3	0.5 - 0.7	0.45 - 0.9
koker	1.0 - 1.4	0.5 - 0.9	0.4 - 0.75

$$. - \frac{u_{kr}}{\sqrt{g d_{50}}}$$

4.3 Verklaring resultaten

4.3.1 Invloed turbulentie

Uit de vorige paragraaf (4.2) blijkt dat trillen op kan treden bij lage en hoge waarden voor

$$\frac{u_{kr}}{\sqrt{g d_{50}}}$$

Dat de grootte van de, t.p.v. de lokale snelheid geschatte, turbulentie-intensiteit een grote rol speelt, wordt duidelijk gemaakt aan de hand van de figuren A13 en A14.

In deze figuren zijn uitgezet de $\frac{u_{kr}}{\sqrt{g d_{50}}}$ als functie van de

relatieve turbulentie-intensiteit α_b .
Beide grootheden staan gegeven in tabel 2 t/m 7.

Alleen de situaties vlakke vloer en koker worden bekeken.

Schematisch kan de volgende figuur geschetst worden (fig. 4.7).

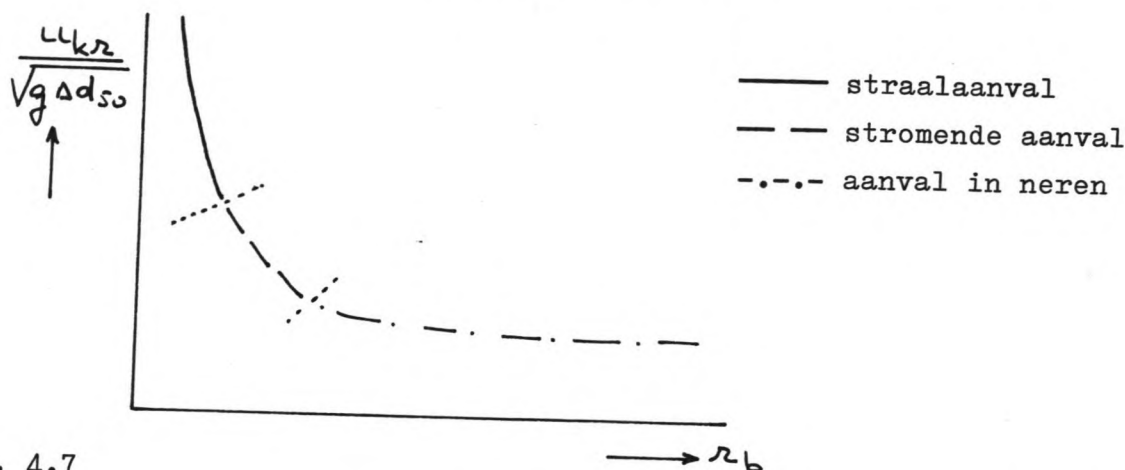


fig. 4.7

De invloed van de turbulentie-intensiteit (α_b) kan ook duidelijk worden gemaakt uit een vergelijking tussen de proefresultaten en het stabiliteitskriterium volgens DHL^{*}.

De steendiameter d_{50} als functie van de bodemsnelheid volgens DHL^{*} staat getekend in fig. M1834: 3.

Voor de proefresultaten is weer gebruik gemaakt van tabel 2 t/m 7. De grootte van de turbulentie-intensiteit is ingedeeld in klassen, zoals in fig. A15 vermeld.

Ondanks de spreiding is het mogelijk lijnen te trekken voor u_{kr} als functie van d_{50} en α_b .

Dit is gedaan in fig. A16.

Duidelijk is te zien dat DHL^{*} een te gunstig beeld geeft van de aanval op de bestorting.

Uit de literatuur is niet duidelijk of DHL^{*} schade accepteert. Ook is te zien dat bij toename van de turbulentie-intensiteit de kritieke bodemsnelheid (snel) daalt.

In hoofdstuk 1 is aangegeven dat een turbulente stroming beschouwd kan worden als een gemiddelde beweging, waarop gesuperponeerd een variërende beweging.

De maximale snelheid wordt veelal gelijk gesteld aan:

$$v_{MAX} = \bar{v} + 3 * r_b * \bar{v}$$

ofwel:

$$(u_{kr})_{MAX} = (1 + 3 * r_b) (u_{kr})_{GEM.}$$

De volgende gedachte kan getoetst worden:

als deze $(u_{kr})_{MAX}$ bij overschrijden van een bepaalde waarde trillen veroorzaakt, dan is de grootte van deze $(u_{kr})_{MAX}$ voor iedere soort aanval gelijk.

Vergelijk daartoe de gemiddelde grootte van een vlakke vloer voor de 3 soorten aanval: $\frac{u_{kr}}{\sqrt{g d_{50}}}$ bij

straalaanval: $\frac{u_{kr}}{\sqrt{g d_{50}}}$ gemiddeld: 1.2

r_b gemiddeld: 0.2

$$\left(\frac{u_{kr}}{\sqrt{g d_{50}}} \right)_{MAX} = 1.2 + 3 * 0.2 * 1.2 = 1.92$$

evenzo:

stromende aanval: $0.7 + 3 * 0.4 * 0.7 = 1.54$

aanval in neren: $0.4 + 3 * 1.0 * 0.4 = 1.60$

De spreiding zoals deze voorkomt in de grootte van

$$\frac{u_{kr}}{\sqrt{g d_{50}}} : 0.3 - 1.45$$

is nu kleiner geworden:

$$\left(\frac{u_{kr}}{\sqrt{g d_{50}}} \right)_{MAX} : 1.5 - 1.9$$

Toch ligt de waarde van $\left(\frac{u_{kr}}{\sqrt{g d_{50}}} \right)_{MAX}$ voor straalaaanval

nog beduidend hoger dan voor stromende aanval of aanval in neren.

Naast de turbulentie in de horizontale snelheid is er sprake van een turbulentie in de verticale komponent; deze is van dezelfde grootte-orde.

Het is deze verticale komponent welke een sterk wisselende verticale kracht vlak boven de bodem veroorzaakt en waardoor een steen uit het pakket kan worden gelicht. Deze "liftkracht" is ook in grootte afhankelijk van de kromming van de stroomlijnen bij de bodem.

Bij een straalaanval, zie onderstaande figuren, is er sprake van nagenoeg rechte stroomlijnen bij de bodem waarbij de horizontale en vertikale turbulenties gering zijn (fig. 4.8, 4.9).

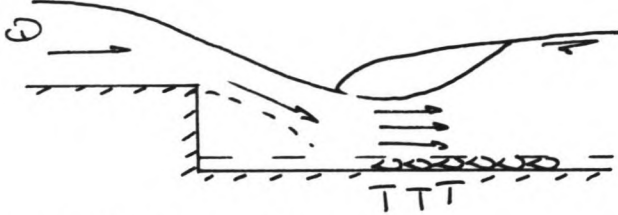


fig. 4.8 Situatie vlakke vloer
zie bijv. I4A2

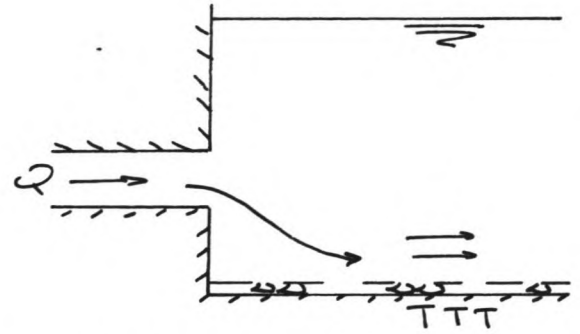


fig. 4.9 Situatie koker
zie bijv. IIIa12C1

Bij een aanval in neren is kenmerkend van het totale stroombeeld een langgerekt neren-gebied, met uiteraard gekromde stroomlijnen welke sterk variëren in richting en grootte en waarin de turbulenties in horizontale en vertikale snelheid groot zijn. Zie de onderstaande figuren (fig. 4.10, 4.11).

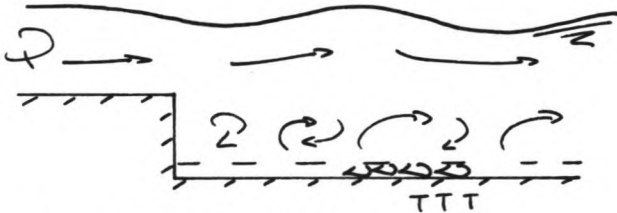


fig. 4.10 Situatie vlakke vloer
zie bijv. I12B3

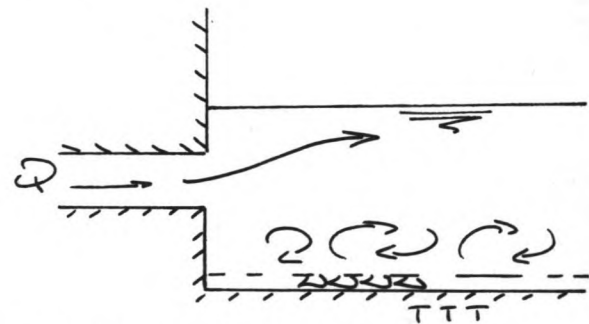


fig. 4.11 Situatie koker
zie bijv. IIIa12C2

De alomvattende turbulentie-structuur welke hier ontstaat, zorgt voor een sterke reductie op de gemiddelde snelheid welke boven de bestorting mag worden toegelaten om begin van beweging te voorkomen.

4.3.2 Invloed voorgeschiedenis

In deze paragraaf wordt ingegaan op de invloed van de stroombeeldontwikkeling op de lokale snelheid.

Als het mogelijk is om voor het ontwikkelde stroombeeld de lokale snelheden bij de bodem te voorspellen en is de relatie snelheid - steendiameter in zekere mate bekend, dan kan met deze gegevens het toelaatbare debiet worden bepaald waarbij nog geen begin van beweging voorkomt.

Voor straalaanval blijken de waarden voor $\frac{u_{kr}}{\sqrt{g d_{50}}}$

bij vlakke vloer, maar vooral bij kokers, rond de waarde 1.2 te schommelen.

Ofwel: $\frac{u_{kr}}{\sqrt{g d_{50}}} = 1.2$ geeft min of meer een veilige stabiliteitsgrens aan voor trillen bij straal aanval.

Ook ligt de plaats van trillen nagenoeg vast, n.l. waar de straal de bodem raakt (fig. 4.12, 4.13).

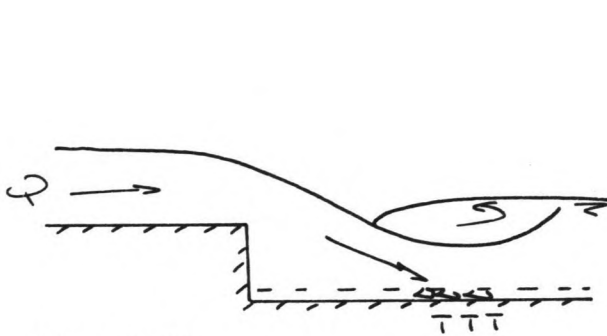


fig. 4.12

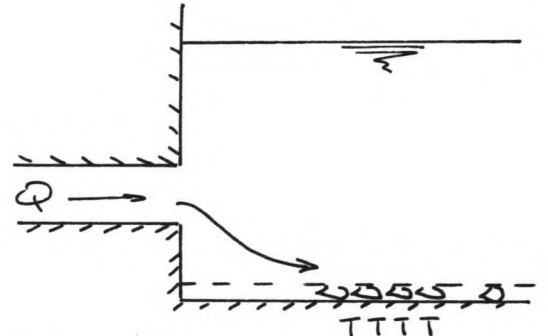


fig. 4.13

Dit nu is ook het criterium volgens Isbash bij niet-eenparige stroming:

$$\bar{v}_{kr} = 1.2 * \sqrt{g d_{50}}$$

Dit criterium volgens Isbash geldt voor een steen in de kruin van een dam waarbij sprake is van een blokvormig snelheidsprofiel (fig. 4.14).

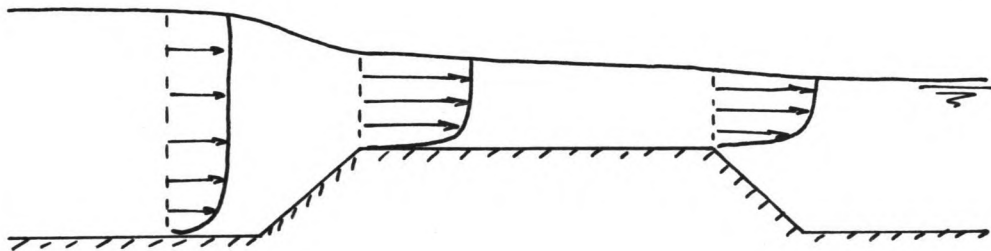


fig. 4.14

Het lijkt zinvol deze situatie te vergelijken met een straal aanval, bijv. bij een kokerkonstruktie waar een hoge benedenwaterstand heerst (fig. 4.15).

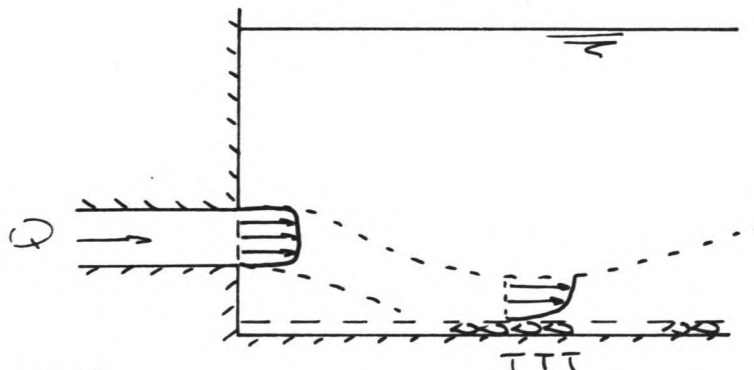


fig. 4.15

Voor een gedetailleerde snelheidsmeting wordt gebruikt gemaakt van een van de door ons onderzochte stromingssituaties: RUN X. De snelheidsmetingen zullen in hoofdstuk 6 behandeld worden. Hier wordt vast gebruik gemaakt van een van de resultaten. De gemeten snelheidsverdeling staat getekend in figuur RUN X. Zie ook onderstaande figuur (fig. 4.16).

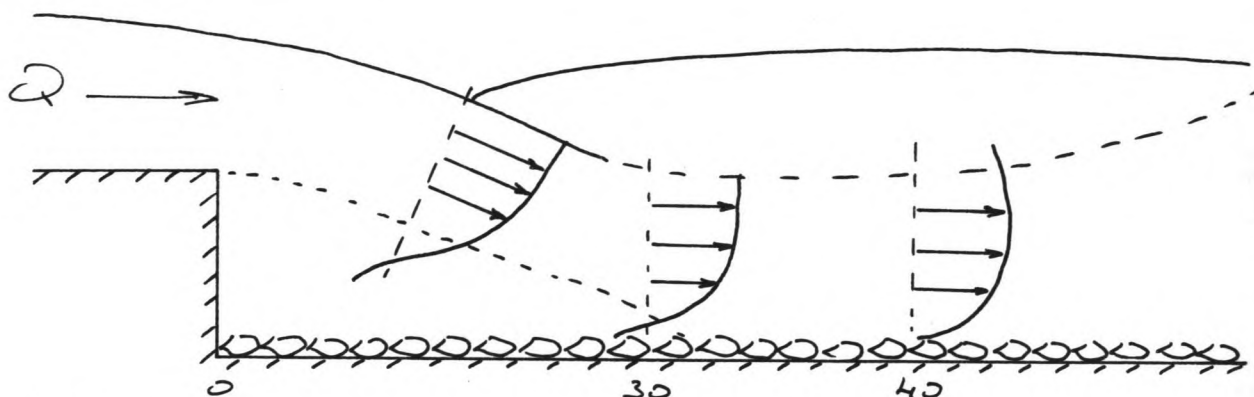


fig. 4.16

Bij deze stromingssituatie zijn volgens het meetrapport M1834 al stenen gekanteld.

Bij een iets hogere benedenwaterstand, of bij een gelijke waterstand een iets kleiner debiet wordt de stromingssituatie iets gunstiger voor de bestorting. De snelheden nemen iets af, de snelheidsverdeling blijft nagenoeg gelijk. Vermoedelijk zal dan rond $X = 40$ cm trillen optreden (bij straalaanval) waarvoor geldt:

$$\frac{U_{\text{LOKAAL}}}{\sqrt{g d_{50}}} = \frac{U_{\text{krz}}}{\sqrt{g d_{50}}} = 1.2$$

De snelheidsverdeling wijkt echter nogal af van het blokvormige profiel (fig. 4.17).

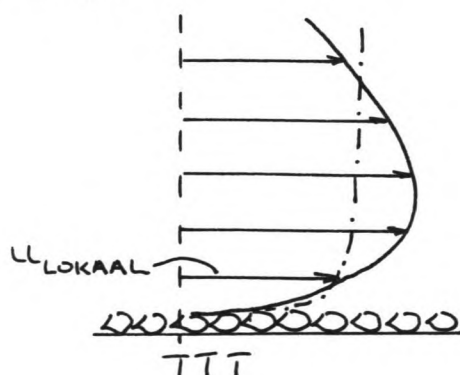


fig. 4.17

Oorzaak hiervoor is dat de overstortende straal achter de sprong de neer aandrijft. Daardoor wordt het snelheidsprofiel vervormd en neemt de turbulentie-intensiteit onderin het snelheidsprofiel toe. Dit is goed te zien in fig. RUN X waar bovenin de snelheidsverdeling op $X = 30$ cm en $X = 40$ cm de turbulentie-intensiteit nog gering is.

Isbash nu rekent met een over de hoogte (konstante) gemiddelde snelheid, ofwel $u_{KR} \approx u_{GEM}$.

Uit de gemeten snelheidsvertikaal kan afgelezen worden dat trillen optreedt t.g.v. $u_{LOKAAL} = u_{KR}$ waarbij een (veel) hogere gemiddelde snelheid over de hoogte voorkomt.

Eenzelfde ontwikkeling van het snelheidsprofiel doet zich voor na een koker, waarbij de benedenwaterstand zo hoog is dat er een duikende straal optreedt (fig. 4.18).

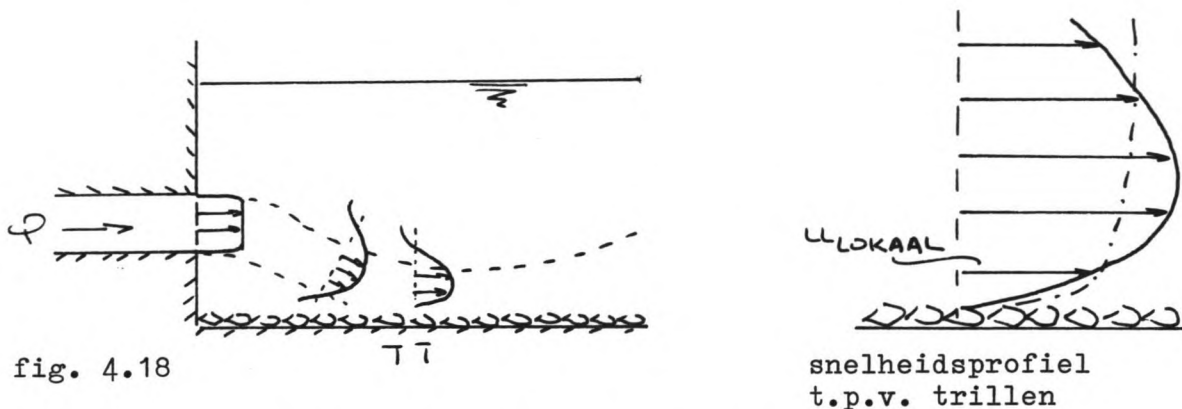


fig. 4.18

snelheidsprofiel
t.p.v. trillen

Ook in deze situatie zal het blokvormig snelheidsprofiel wat ontstaat aan het eind van de gladde koker, door een turbulente uitwisseling achter de sprong vervormen en zal trillen optreden bij een kritieke bodemsnelheid waarbij over de straal een hogere gemiddelde snelheid heerst.

Zoals gebleken is, geldt bij straalaanval:

$$\frac{u_{KR}}{\sqrt{g \Delta d_{50}}} = 1.2 \text{ als stabiliteitsgrens voor trillen, waarbij}$$

de lokale snelheid voorstelt.

Bij het optredende snelheidsprofiel zal voor de gemiddelde snelheid gelden:

$$\frac{u_{GEM}}{\sqrt{g \Delta d_{50}}} = \gamma \approx 1.2 \quad \gamma > 1.0$$

Isbash stelt: $\frac{u_{GEM}}{\sqrt{g \Delta d_{50}}} = 1.2$ ofwel $\gamma = 1.0$

Aangenomen kan worden dat het stabiliteitskriterium volgens Isbash voldoende veiligheid biedt tegen trillen.

Er bestaat dan nog wel de moeilijkheid de straaldikte (= de stroomvoerende hoogte) t.p.v. trillen te bepalen en daarmee de u_{GEM} . In rapport M1834 wordt voorgesteld voor deze hoogte de hoogte (h_3) op de sprong te substitueren.

Op basis van een energiebeschouwing is o.a. door Moore een berekening uitgevoerd ter bepaling van de straaldikte achter de sprong bij een vrije watersprong. Op basis van gedetailleerde snelheidsmetingen zal in hoofdstuk 6 nagegaan worden of deze berekening ook toegepast kan worden voor een ruwe bodem en voor een verdronken watersprong.

Aanval in neren

Indien bij situatie I (vlakke vloer) een golvende afvoer ontstaat of bij kokers een oppervlaktestraal optreedt, is er sprake van een langgerekt nerengebied bij de bodem.

Ligt bij straalaanval de plaats van trillen nog enigszins vast, n.l. in de omgeving waar de straal de bodem raakt, bij aanval in neren is trillen gekonstateerd binnen een gebied van ongeveer $10 \times$ de spronghoogte, gerekend vanaf de sprong. Zie daarvoor bijv. I12B3, fig. (tek. ⑩).

Deze situatie is hieronder schematisch weergegeven (fig. 4.19).

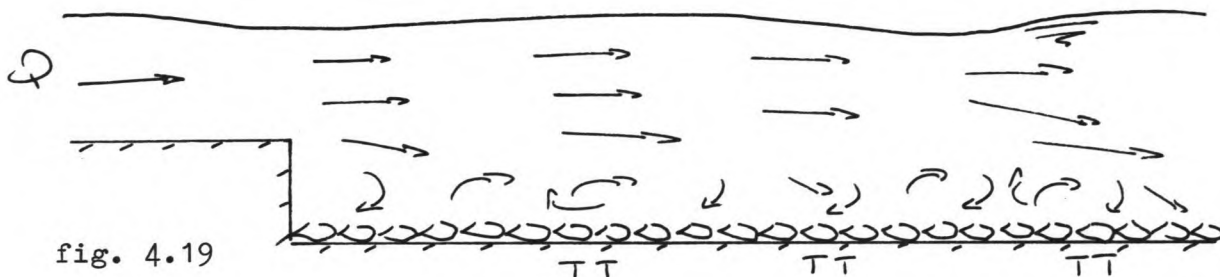


fig. 4.19

Het is nu niet mogelijk een positie aan te wijzen waar de aanval maximaal gedacht kan worden. Dit maakt dat dan geen stroomvoerende hoogte bepaald kan worden, waardoor de gemiddelde snelheid onbekend blijft.

Dit is evenwel in overeenstemming met het zeer grillige stromingsgedrag in de neren. Door de ingewikkelde turbulentie-structuur is een aanval op de bestorting moeilijk kwantitatief weer te geven. Voorlopig moet dan ook worden vastgehouden aan de criteria volgens Isbash, DHL^{*}, Peterka welke gebruik maken van de snelheid op de sprong ($\sqrt{3}$).

Bovenstaande problematiek doet zich ook voor bij stromende aanval. Deze aanval wordt gekenmerkt door min of meer rechte stroomlijnen en geringere turbulentie-intensiteiten dan aanval in neren. Een dergelijke aanval is meestal gekonstateerd nadat een bodemstraal optrad.

Zie bijv. I4A2

tek. ①, waar nog 2 maal trillen

voorkwam ná de watersprong.

Schematisch is de situatie voorgesteld in fig. 4.20.

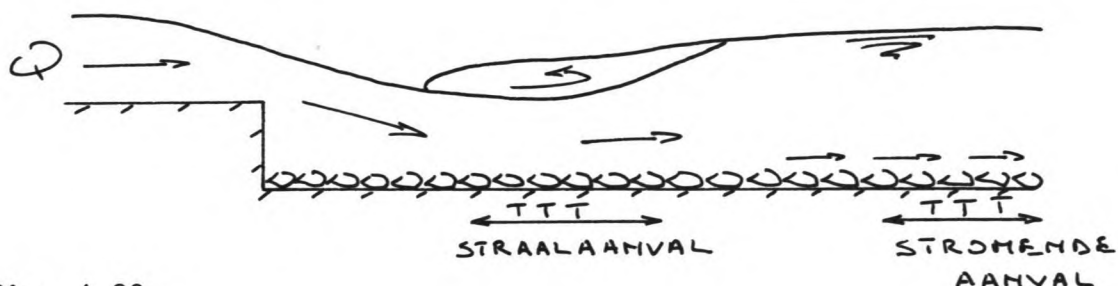


fig. 4.20

Een dergelijke aanval is ook bij kokers gekonstateerd. Gelijk aan de aanval in neren is moeilijk een voorspelling te doen wáár trillen op zal treden.

Als de snelheidsverdeling t.p.v. trillen niet bekend is, is er geen eenduidige relatie te vinden tussen u_{GM} en u_{kr} (bij de bodem).

Dit maakt het onmogelijk het toelaatbare debiet te berekenen.

Voorlopig moet dan ook voor situaties waar stromende aanval maatgevend wordt gedacht voor trillen, uitgegaan worden van de criteria volgens Isbash, DHL^{*}, Peterka.

Voor situaties waarbij het stroombeeld stromende afvoer ontstaat, wordt in rapport M1834 in bijlage V onderzocht of de plaats waar maximale aantasting gedacht wordt, overeenkomt met de proefresultaten. Deze berekeningsmethode duidt op een afstand van plaats van aanliggen van de stroming tot aan positie met maximale bodemschuifspanning (fig. 4.21).

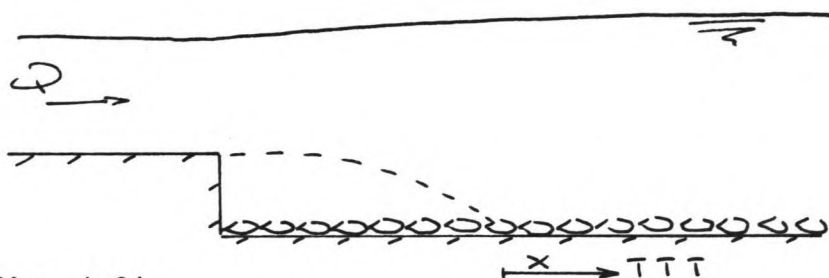


fig. 4.21

trillen op zekere afstand ná aanliggen van de stroming

Deze methode biedt geen al te beste resultaten.

Bijv. kan getoetst worden de M1834-proeven: I4D2 en I8D2.

In de tekeningen is af te lezen dat trillen voorkomt in de neer achter de sprong. Door de ingewikkelde turbulentie-structuur (kromme stroomlijnen, hoge turbulentie-intensiteiten) ontstaat hier begin van beweging.

De doosdrempels en de zigzag-overlaten zijn tot nu toe buiten beschouwing gebleven.

Gezien het geringe aantal meetgegevens voor de doosdrempel lijkt het niet zinvol hierop in te gaan.

Wat de zigzag-overlaten betreft, valt op te merken dat trillen plaatsvindt onmiddellijk achter de sprong (over de eerste 50 cm). Zie bijv. IIb12C2, IIb12C3.

Uit de dia's blijkt dat, mede door de stroomverdelende werking, er achter de overlaat een zeer grillig stromingspatroon ontstaat. De aanval op de bestorting is zeer moeilijk te beschrijven, dit wordt al aangeduid door de grote spreiding in de figuren A8, A9. De zeer grillige stroombeeldontwikkeling wordt mede veroorzaakt doordat er geen sprake meer is van een zuiver 2-dimensionale stromingspatroon na de zigzag-overlaat.

Door de sterk afwijkende stromingssituatie bieden de criteria volgens Isbash, DHL^{*} en Peterka te weinig veiligheid tegen trillen.

Samengevat kan worden gesteld dat alleen wanneer het stroombeeld duidt op een straalaanval een uitspraak kan worden gedaan over de verwachte plaats t.o.v. de sprong waar trillen optreedt, n.l. waar de straal de bodem raakt.

Dit zijn bij situatie met vlakke vloer de vrije/verdrongen watersprong en bij kokers wanneer de benedenwaterstand hoog genoeg is voor een bodemstraal.

In die situaties is, met geringe spreiding, een kritieke waarde aan te geven voor

$$\frac{L_{\text{LOKAAL}}}{\sqrt{g \Delta d_{50}}}$$

Bij gegeven waterstand is een redelijke schatting te maken voor de grootte van het debiet waarbij nog geen trillen optreedt.

4.3.3 Drukken in het steenpakket

In het M1834 rapport (blz. 28) is voorgesteld om de M1711 [Lit. 6] geponeerde theorie ten aanzien van bezwijken bij straalaanval te toetsen.



fig. 4.22

Deze theorie zegt dat de stenen uit het pakket worden gelicht door een kracht F .

$$F = \frac{1}{2} * \rho_w * v^2 * A$$

waarin: A het aanstroomoppervlak is,
 v de snelheid in de straal
 en de vormfactor van de steen
 wordt 1 gesteld.

Het gewicht G van de steen is

$$G = \frac{1}{8} * \pi * D^3 * (\rho_{st} - \rho_w) g$$

Evenwicht tussen F en G levert

$$D = 1.5 \frac{v^2}{2g\Delta} \quad \text{als} \quad \Delta = \frac{\rho_{st} - \rho_w}{\rho_w}$$

Wij denken dat het probleem beter als volgt aangepakt kan worden. Indien er sprake is van straalaanval zijn er verticale snelheidscomponenten. Deze snelheden zorgen voor overdrukken in het steenpakket die de stabiliteit nadelig beïnvloeden. Deze overdrukken zien er als volgt uit.

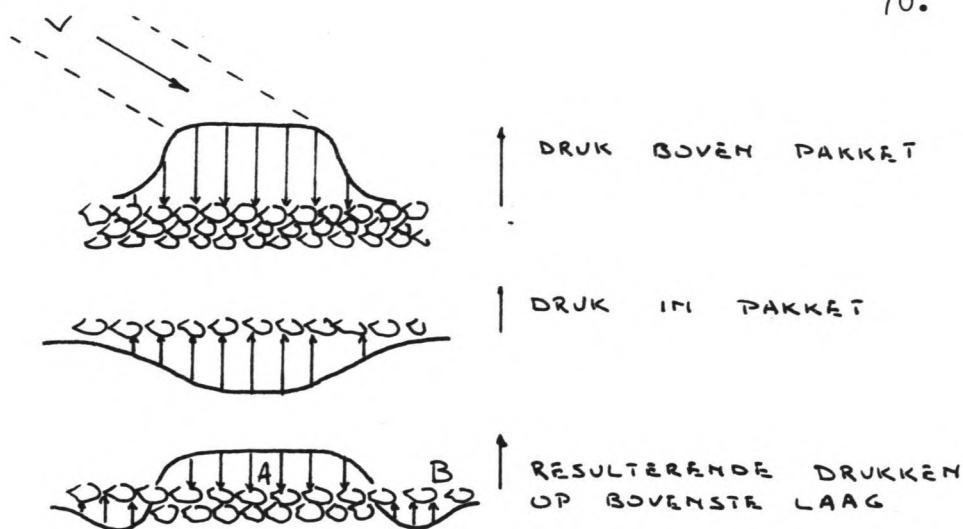


fig. 4.23

De waarde van C uit vergelijking 18 (paragraaf 1.2.1) is nu niet konstant over de lengte. Waar de straal de bodem raakt geldt de volgende situatie (A).

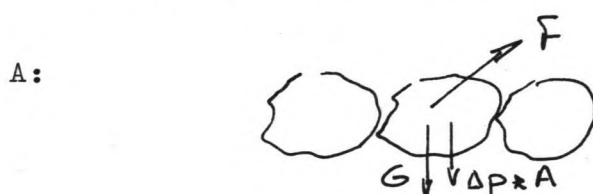


fig. 4.24 Straal raakt bodem

Rechts van dit punt geldt:

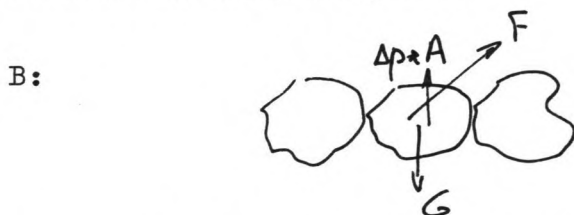


fig. 4.25 Steen wordt opgelicht

Er geldt dus:

$$\left(\frac{v^2}{\Delta q D}\right)_B < \left(\frac{v^2}{\Delta q D}\right)_{\Delta p=0} < \left(\frac{v^2}{\Delta q D}\right)_A$$

Geprobeerd is om met de in M1834 gemeten drukken in het steenpakket, drukverschillen over de stenen te bepalen. De werkwijze was als volgt:

- Bepaal de druk in het steenpakket op $3 \times d_{50}$ onder de bovenkant van de bestorting uit de M1834 meetgegevens.
- Trek hier het hydrostatisch deel van af.

Dit is $P_w \times g \times h_{\text{LOKAAL}}$. De h_{LOKAAL} volgt uit de geprojecteerde dia's (zie hoofdstuk 4)

De drukken zijn echter niet hydrostatisch.

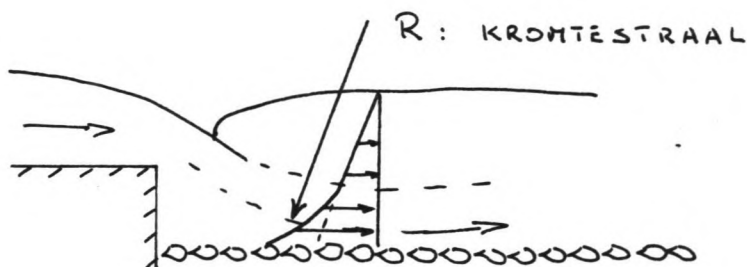


fig. 4.26 Drukverloop

De oorzaak hiervan zijn de kromme stroomlijnen. Voor het drukverschil ten opzichte van hydrostatische druk geldt de volgende formule:

$$\Delta P = \int_0^R \frac{V^2}{gR} d\eta$$

Uit de geprojecteerde dia's volgens schattingen voor de volgende grootheden:

- . $R \approx 1$ m en stel de kromtestraal konstant
- . $V \approx 1$ m/s en stel V is konstant in de straal
- . Diktestraal ≈ 0.10 m

De overdruk ΔP is nu $\int_0^{0.1} 1/10 \approx 1 d\eta = 0.01$ m

Dit is dezelfde orde van grootte als de gemeten waarden (zie tabel 8). Er zijn dus geen konklusies mogelijk over het bestaan van eventuele overdrukken in het pakket.

De in M1711 geponeerde theorie kan niet bevestigd of verworpen worden. Erg waarschijnlijk lijkt deze theorie echter niet.

Om één steen met $D50 = 0.030$ meter, zoals in M1834 gebruikt is, uit het pakket te lichten is 3 centimeter waterkolom overdruk nodig. Het is echter niet zeker of er overdrukken in het pakket zijn.

Drukmetingen zoals die van M1834 verschaffen dan ook geen waardevolle informatie. Zie figuur A17.

4.4 Konklusie / aanbevelingen

In dit hoofdstuk is gebruik gemaakt van gegevens van de proeven-serie M1834 om bij verschillende geometrische situaties de lokale snelheid bij de bodem te bepalen op die posities waar trillen is opgetreden.

Uit de grafische presentatie van deze, kritieke, snelheden blijkt dat trillen veroorzaakt kan worden door hoge snelheden boven de bestorting, maar ook dat trillen op kan treden wanneer lage snelheden gepaard gaan met hoge turbulentie-intensiteiten (fig. A16).

Daarbij is de stroombeeldontwikkeling van groot belang.

Duidt het stroombeeld op een straalaanval op de bodem dan is de plaats waar trillen optreedt redelijk te voorspellen. Waar de straal de bodem treft, worden hoge snelheden bereikt en is de turbulentie-intensiteit laag. Hier gaan stenen trillen.

Als de stroomvoerende hoogte in deze (minimale) doorsnede bekend is (toepassing theorie van Moore), kan gebruik worden gemaakt van het criterium van Isbash om de steendiameter d_{50} te bepalen. Wanneer de stroombeeldontwikkeling zodanig is dat achter de sprong een uitgestrekt nerengebied ontstaat, dan wordt de turbulentie-struktuur zeer grillig; er is bij de bodem over grote afstand sprake van sterk gekromde stroomlijnen, lage snelheden, hoge turbulentie-intensiteiten. Een voorspelling van de grootte van de snelheid, verantwoordelijk voor trillen, is niet goed mogelijk, evenals de positie waar trillen op zal treden. Voorlopig moet dan ook voor deze laatste stromingssituaties vastgehouden worden aan stabiliteitskriteria welke de steendiameter van de bestorting bepalen aan de hand van de snelheid elders in het profiel. Dit zijn de criteria volgens DHL², Peterka en Isbash, als gebruik wordt gemaakt van de snelheid op de sprong ($\sqrt{3}$).

Op basis van gemeten bodemdrukken is getoetst of overdrukken onder de bestorting verantwoordelijk kunnen worden geacht voor verplichten van stenen in het pakket. Dit is niet het geval. Het is wel aannemelijk dat stroming door het pakket van invloed is op de stabiliteit van met name de bovenste laag, maar zonder nader onderzoek is deze invloed niet kwantitatief uit te drukken.

Het criterium, welke voor de proeven is gehanteerd, is trillen, het in beweging komen van stenen.

Het minimum aantal is gesteld op 5 (bij een korrelgrootte $d_{50} = 0.01$ m op 10) om niet al te toevallige gebeurtenissen doorslaggevend te laten zijn.

Uit de dia's blijkt dat wanneer trillen werd gekonstateerd onder straalaanval, het aantal stenen rondom die positie meer dan 1 was, terwijl trillen onder aanval in neren vaak betekende dat verspreid over het lengte profiel een enkele steen in beweging kwam.

Voor enkele situaties is ook bekend, waar stenen kantelen als bij gelijke waterstand het debiet wordt opgevoerd. Dit blijkt bij straalaanval op gelijke positie te zijn als waar trillen is gekonstateerd. Bij aanval in neren is het niet zo dat die stenen, welke trillen, ook gaan kantelen.

Overigens verandert de stroombeeldontwikkeling enigszins als het debiet wordt verhoogd. Zelfs is mogelijk dat een verandering in het afvoerregiem optreedt, dat een golvende afvoer omslaat in een verdronken watersprong.

Toch geven de proefresultaten aan dat het vooral in situaties waar straalaanval optreedt, mogelijk is een positie aan te wijzen waar de aanval op de bestorting maximaal is. Het is mogelijk dat elders in het profiel incidenteel stenen trillen of kantelen, maar zolang geen (ernstige) schade optreedt, hoeft dit als doorslaggevend te worden beschouwd. Minder nog dan bij trillen zullen al te grote toevallige gebeurtenissen op deze wijze het stabiliteitskriterium bepalen.

Een stap verder is het meten van daadwerkelijk transport. In een model, waarbij de opzet gelijk is aan die van M1834, is het mogelijk de toplaag van de bestorting in te delen in vakken met verschillende kleuren.

Als een zodanige stromingssituatie wordt ingesteld, waarbij kantelen optreedt, waarbij de faktor tijd als (extra) variabele moet worden meegenomen, kan nagetrokken worden waar de positie van zwaarste aanval gedacht kan worden.

Voor straalaanval zal dit naar alle waarschijnlijkheid geen nieuwe informatie opleveren; de positie van zwaarste aanval is genoeg bekend.

Maar met name voor de afvoerregiems golvende en stromende afvoer, waar aanval in neren veelal verantwoordelijk is voor begin van beweging, is op deze wijze wellicht eenduidig aan te geven waar de aanval op de bestorting maximaal is.

Het is denkbaar dat de in bijlage M1834: V gestelde theorie over de voorspelling van de positie van zwaarste aanval beter zal overeenstemmen met dergelijke onderzoeksresultaten.

De te volgen weg ter bepaling van de steendiameter van een stabiele steenbestorting zou vervolgens als volgt geschetst kunnen worden:

1. gegeven: geometrie: h_s (h_k)
hydraulische randvoorwaarden:
debiet Q en waterstand h_2
2. voorspelling afvoerregiem.
3. voorspelling stroombeeldontwikkeling.
4. aanwijzen verwachte plaats van maximale aanval.
5. voorspelling snelheidsverdeling rondom die positie; lokale snelheden en turbulentie-intensiteiten.
6. m.b.v. deze laatste gegevens bepaling steendiameter.

5. Nieuw stabiliteitskriterium voor stortsteen achter kokers

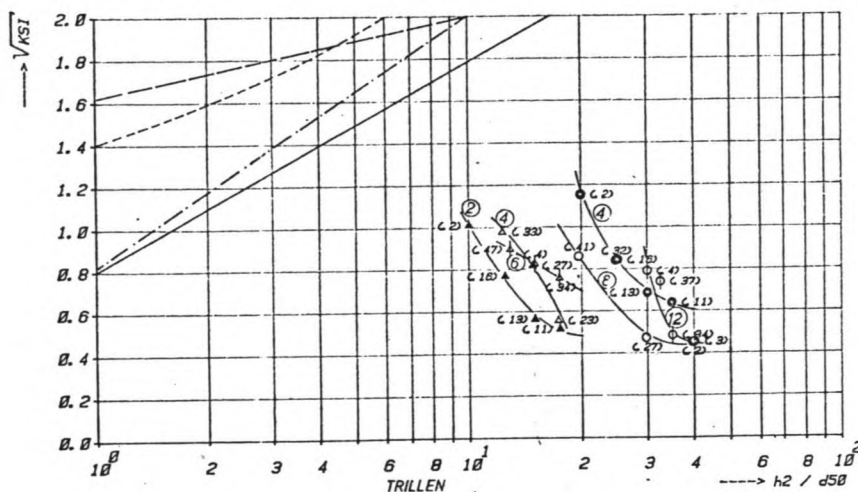
5.1 Inleiding

Zoals al in hoofdstuk 2 vermeld is, is de presentatie van M1834 niet bruikbaar voor de ontwerper. Uit de dimensie-analyse, opgesteld door het Waterloopkundig Laboratorium Delft, volgde:

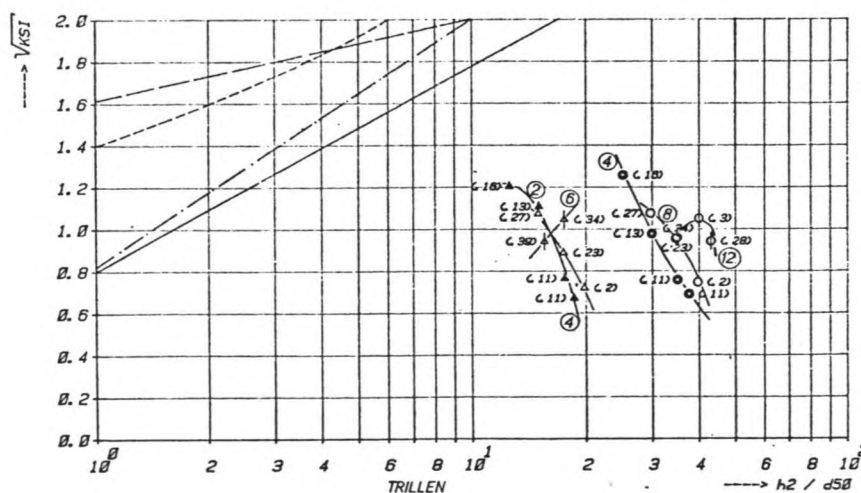
$$\text{Stabiliteit} = f \left\{ \frac{v^2}{g \Delta D_{50}}, \frac{h_k}{h_2}, \frac{h_s}{h_2}, \frac{v^2}{\sqrt{g h_2}} \right\}$$

Dit is één parameter teveel voor de door het Waterloopkundig Laboratorium gebruikte presentatie.

Daarom is de presentatie opgesplitst in 'hoge' en 'lage' kokers.



hk = 0.12 m
laag



hk = 0.18 m
hoog

fig. 5.1

Voor de ontwerper zijn de gegevens echter onbruikbaar. Het is moeilijk om uit te maken of een koker hoog of laag is. Het Waterloopkundig Laboratorium constateerde dat bij hoge benedenwaterstanden de straal naar de bodem duikt en dat dit ongunstig is voor de stabiliteit. Als de straal aan het oppervlak blijft, is dit duidelijk gunstiger. Uit het dia-onderzoek is gebleken dat er een relatie is tussen stabiliteit en stroombeeld (zie hoofdstuk 4). Daarom wordt het probleem nu anders aangepakt.

- . Probeer het stroombeeld langs theoretische weg te voorspellen. Dan zijn in ieder geval de belangrijkste parameters bekend, die het stroombeeld bepalen.
- . De theoretisch voorspelde relaties zullen waarschijnlijk gekorrigeerd moeten worden, omdat er bepaalde aannames gedaan zijn (b.v. gladde bodem).
- . Deze aanpassing moet gebeuren met de M1834 meetgegevens.
- . Dan wordt per stroombeeld een stabiliteitskriterium afgeleid.

5.2 Stroombeeldontwikkeling achter kokers

5.2.1 Stroombeeldontwikkeling volgens M1834

In het M1834 rapport worden drie stroombeelden onderscheiden. Een oppervlakte-, een symmetrische- en een bodemstraal.

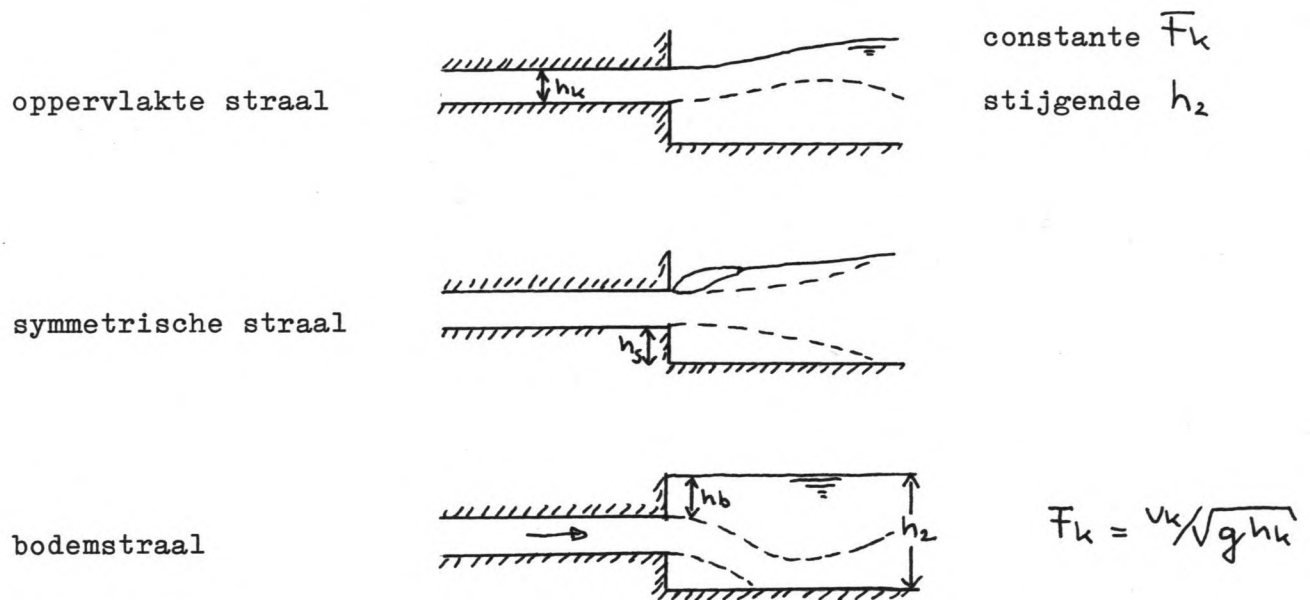


fig. 5.2 Stroombeeldontwikkeling bij kokers

Over het ontstaan van de diverse stroombeelden zijn geen literatuurgegevens bekend. Wel constateerde het Waterloopkundig Laboratorium de tendens dat bij hoge h_b de straal duikt. Meer als een tendens is dit echter niet, zodat de stroombeeldontwikkeling gedetailleerder moeten worden bestudeerd en beschreven. Dit gebeurt in de volgende paragraaf.

5.2.2 Gedetailleerdere stroombeeld beschrijving

Allereerst volgt nogmaals een definitieschets.

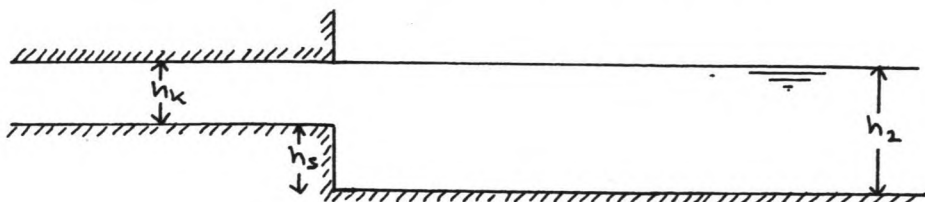


fig. 5.3 Definitieschets

Als grenstoestand geldt dat er geen vrije waterspiegel in de koker mag ontstaan. Er zou dan sprake zijn van een overlaat (variant I, M1834). De benedenwaterstand h_2 moet dus groter zijn dan de drempelhoogte h_s plus de kokerhoogte h_k . In formulevorm

$$h_2 > h_k + h_s \quad (1)$$

Bestudering van de geprojecteerde dia's leert dat er twee duidelijk verschillende stroombeelden zijn. De oppervlakte en de bodemstraal. In M1834 wordt ook nog gesproken over een symmetrische straal. Uit de dia's blijkt dat deze alleen voorkomt bij lage h_s/h_k waarden. Indien $h_s/h_k = 0$ is er geen verschil tussen oppervlakte, symmetrische en bodemstralen. Wij denken dat bij kleine h_s/h_k waarden het verschil in stroombeeld vervaagt.

Er wordt nu eerst een theoretische beschrijving van de oppervlakte en de bodemstraal gegeven. Op de symmetrische straal wordt in paragraaf 5.3 teruggekomen.

Oppervlakte straal

De stromingssituatie van de oppervlakte straal kan als volgt geschetst worden.

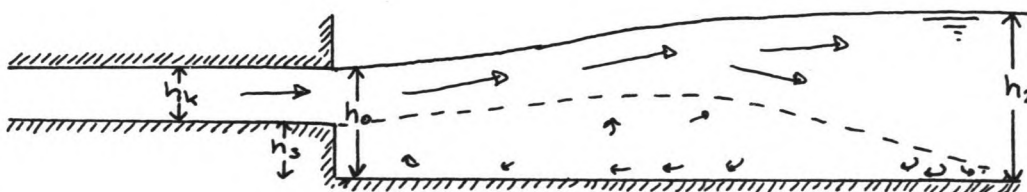


fig. 5.4 Stroombeeld bij oppervlakte straal

Voor $F_k > 1$ is de schets in figuur 5.4 juist, omdat verstoringen dan niet tegen de stroomrichting in kunnen lopen.

$$(F_k = v_k / \sqrt{g h_k})$$

Er geldt dan:

$$h_0 = h_k + h_s \quad (2)$$

Voor $F_k < 1$ hoeft dit niet te gelden. De afwijking hiervan is echter gering, zoals blijkt uit de geprojecteerde dia's (hoofdstuk 4).

Nu worden er parameters gezocht die dit stroombeeld kunnen beschrijven. Hsu [Lit. 7] geeft een methode aan hoe met diverse dimensieloze parameters beschreven kan worden of een watersprong bij een drempel plaatsvast is of wegloopt. Deze methode wordt afgeleid met behulp van impuls en continuïteitsvergelijkingen.

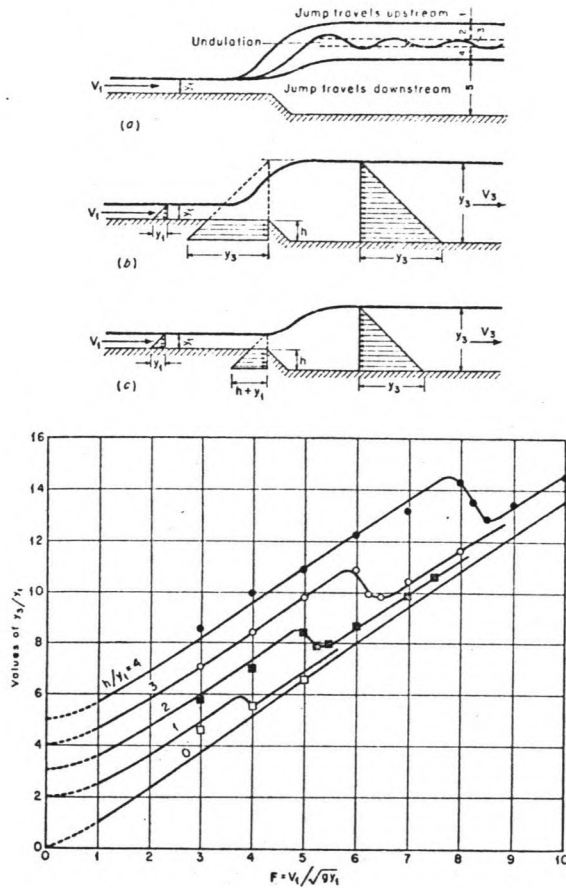


fig. 5.5 Relaties van Hsu [Lit. 7]

De watersprong blijft alleen bij de drempel in de gebieden 2, 3 en 4. Het gebied 3 stelt een golvende afvoer voor, 2 is situatie b en 4 is situatie c (zie figuur 5.5).

De relaties in figuur 5.5 zijn experimenteel en theoretisch afgeleid. Voor een bepaalde h/y_1 , stelt de linkerpoet gebied 2 voor en de rechter gebied 4. De overgang is de golvende situatie. De situatie voor een oppervlakte straal komt overeen met gebied 4 of situatie c.

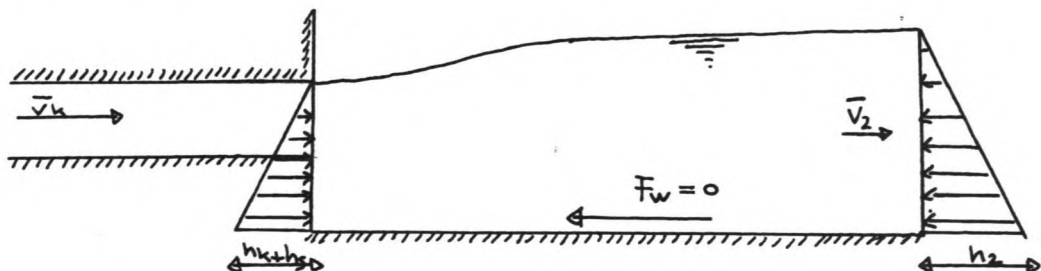


fig. 5.6

Indien aangenomen wordt dat er geen bodemwrijving is, dan luidt de impulsvergelijking:

$$\gamma \frac{(h_k + h_s)^2}{2} - \gamma \frac{h_2^2}{2} = \frac{q \cdot \gamma}{g} (\bar{v}_2 - \bar{v}_k) \quad (3)$$

continuïteit geeft:

$$q = v_k \cdot h_k = v_2 \cdot h_2 \quad (4)$$

kombinatie van (3) en (4) geeft:

$$F_k^2 = \frac{1}{2} \frac{h_2/h_k}{1 - h_2/h_k} \left\{ \left[\left(\frac{h_s}{h_k} \right) + 1 \right]^2 - \left(\frac{h_2}{h_k} \right)^2 \right\} \quad (5)$$

vergelijking (1) geldt als grenstoestand. Dit is de relatie tussen de dimensieloze parameters die geldt voor een oppervlakte straal. Deze relatie is grafisch weergegeven in figuur 5.7.

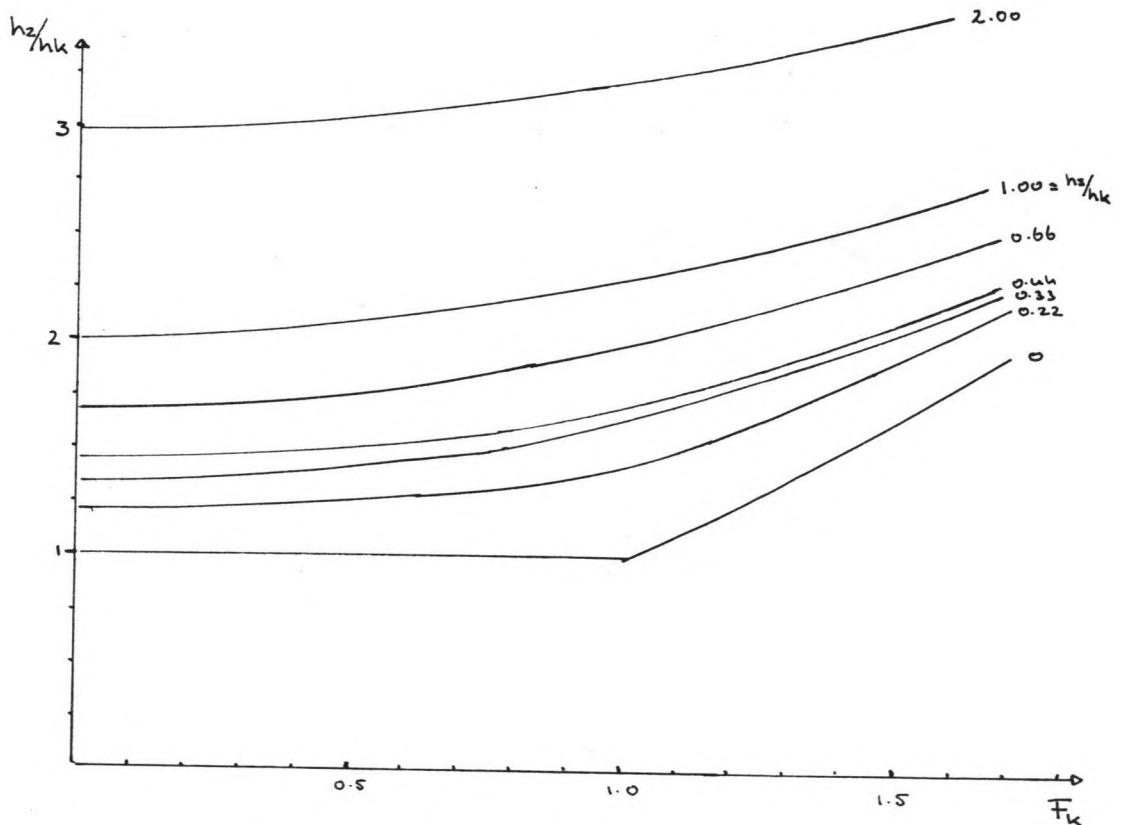


fig. 5.7 Vergelijking (5)

Bodemstraal

De situatie voor de bodemstraal is als volgt.

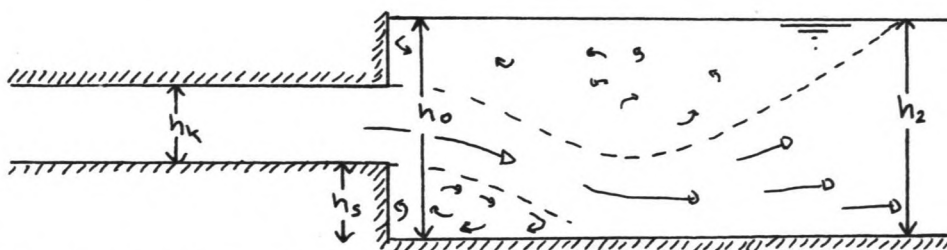


fig. 5.8 Bodemstraal

De waterstand vlak bij de koker (h_0) is ongeveer gelijk aan de benedenwaterstand (h_2). De snelheden in het water boven de straal zijn klein ten opzichte van de snelheden in de straal. Om de straal naar de bodem te laten afbuigen moet er een resulterende kracht naar beneden op de straal staan. We nemen aan dat er in de neer achter de drempel een onderdruk Δh bestaat.

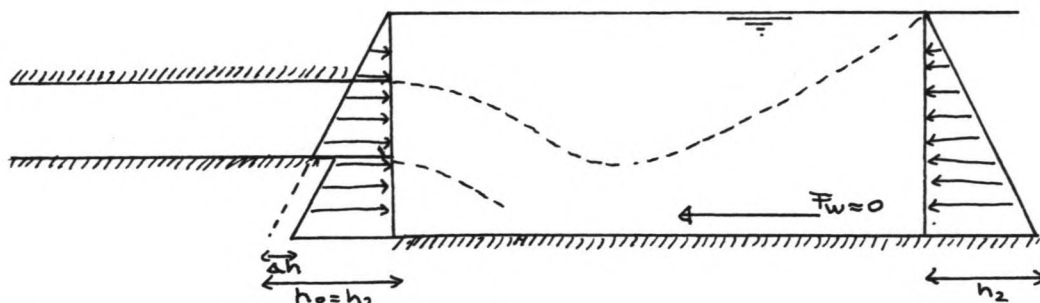


fig. 5.9 Geschematiseerde krachten op watermassa

Om een uitdrukking te vinden voor Δh worden de volgende schematisaties gemaakt en aannames gedaan:

- . De baan van de waterstraal is een deel van een cirkel met konstante cirkelstraal over de dikte van de waterstraal ($= h_k$).
- . De cirkelstraal is een faktor maal de drempelhoogte ($R = n \cdot h_s$).
- . De faktor n is onafhankelijk van het froudegetal in de koker. Dit is een verkeerde aanname, maar omdat er in M1834 met froudegetallen tussen 0.4 en 1.20 gewerkt wordt, lijkt deze aanname niet onredelijk.
- . Er heerst een uniform snelheidsprofiel in de straal met $v = \bar{v}_k$

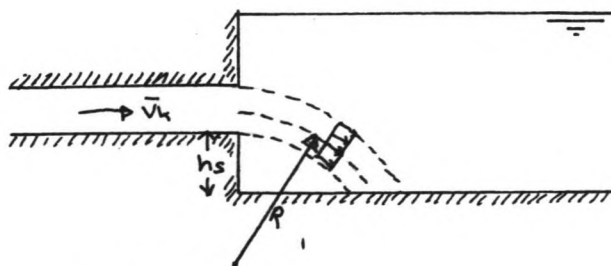


fig. 5.10 Schematisatie bodemstraal

Δh kan nu als volgt uitgedrukt worden:

$$\Delta h = \int_0^{h_k} \frac{v_k^2}{g \cdot R} \, d\eta = \frac{1}{R} * \frac{h_k * v_k^2}{g} = \frac{v_k^2 \cdot h_k}{g \cdot n \cdot h_s} \quad (6)$$

Indien de bodemwrijving verwaarloosd wordt, luidt de impulsvergelijking:

$$(-\gamma \cdot \Delta h \cdot h_s) = \frac{q \cdot \gamma}{g} (v_2 - v_k) \quad (7)$$

continuïteit geeft:

$$q = v_k h_k = v_2 h_2 \quad (8)$$

(7) en (8) levert:

$$\left(\frac{-v_k^2 \cdot h_k}{g \cdot n \cdot h_s} \cdot h_s \cdot \frac{1}{h_k^2} \right) = F_k^2 \left(\frac{h_k}{h_2} - 1 \right) \quad \text{of:} \quad (9)$$

$$\left(-\frac{F_k^2}{n} \right) = F_k^2 \left(\frac{h_k}{h_2} - 1 \right) \quad \text{of} \quad (10)$$

$$\frac{h_2}{h_k} = \frac{1}{(-1/n + 1)} \quad (11)$$

Er gelden nog 2 voorwaarden namelijk:

$$h_2 > h_k + h_s \quad \text{of} \quad \frac{h_2}{h_k} > \frac{h_k}{h_k} + \frac{h_s}{h_k} \quad \text{en} \quad \frac{h_2}{h_k} > 0$$

Dit levert de volgende grenzen voor n op:

$$1 < n < \left(1 - \frac{1}{\left(\frac{h_s}{h_k} + 1 \right)} \right)^{-1} \quad (12)$$

$\frac{h_2}{h_k}$ is dus een functie van $\frac{h_s}{h_k}$ en onafhankelijk van het froudegetal in de koker. De relatie is grafisch weergegeven in figuur 5.11.

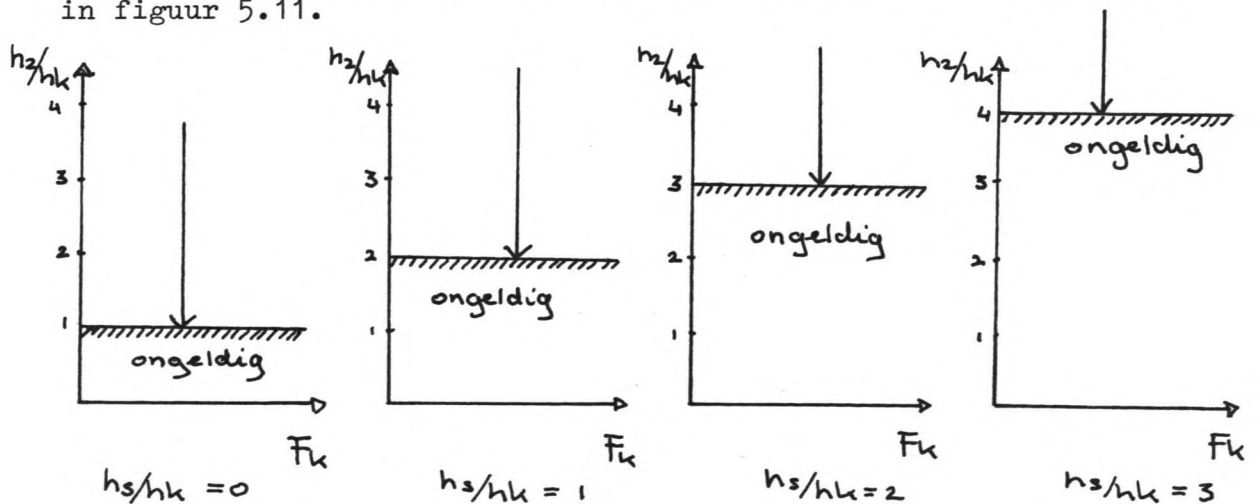


fig. 5.11 Relatie voor bodemstralen bij verschillende h_s/h_k

5.2.3 Voorspellen van de stroombeeldontwikkeling

Met behulp van de hierboven beschreven relaties en de M1834 resultaten kan nu de grens worden bepaald waar nog net oppervlakte of bodemstralen optreden.

Dit gebeurt als volgt.

Voor verschillende h_s/h_k waarden worden de M1834 meetgegevens uitgezet. De theoretische lijnen worden nu zo verschoven dat de theoretische verbanden voor oppervlaktestralen een bovengrens vormen voor h_2/h_k bij variërende F_k getallen. Het theoretisch verband voor bodemstralen worden zo verschoven dat ze een ondergrens voor h_2/h_k vormen (zie figuur A18).

De diverse aannamen die gedaan zijn (bijvoorbeeld wrijvingsloze, bodem, vorm stroombeeld), zijn nu gecorrigeerd met behulp van een beperkt aantal meetgegevens. De bovengrens voor oppervlakte stralen en de ondergrens voor bodemstralen voor verschillende h_s/h_k waarden worden nu in één figuur gezet (zie figuur A19). Met deze figuur kan het stroombeeld voorspeld worden. Bij een bepaalde F_k en h_s/h_k kan voor verschillende h_2/h_k waarden het stroombeeld bepaald worden.

5.3 Stabiliteitskriterium voor stortsteen achter kokers

5.3.1 Bodemstralen / trillende stenen

Er wordt aangenomen dat indien er een bodemstraal optreedt,

$\sqrt{\psi_k} (= v_k / \sqrt{g \Delta D_{50}})$ onafhankelijk is van h_2/h_k en h_s/h_k

voor h_s/h_k waarden groter dan 0.33. Uit tabel (9) volgt figuur (A20). Hieruit valt te konkluderen dat $\sqrt{\psi_k} < 1.20$ een veilig criterium voor trillen is, bij een bodemstraal.

5.3.2 Oppervlaktestralen / trillende stenen

Het is aannemelijk dat h_2/h_k een grote invloed heeft op de stabiliteit bij oppervlakte stralen. Een grote h_2/h_k en het gegeven dat er een oppervlakte straal optreedt, betekent een geringe aanval op de stenen.

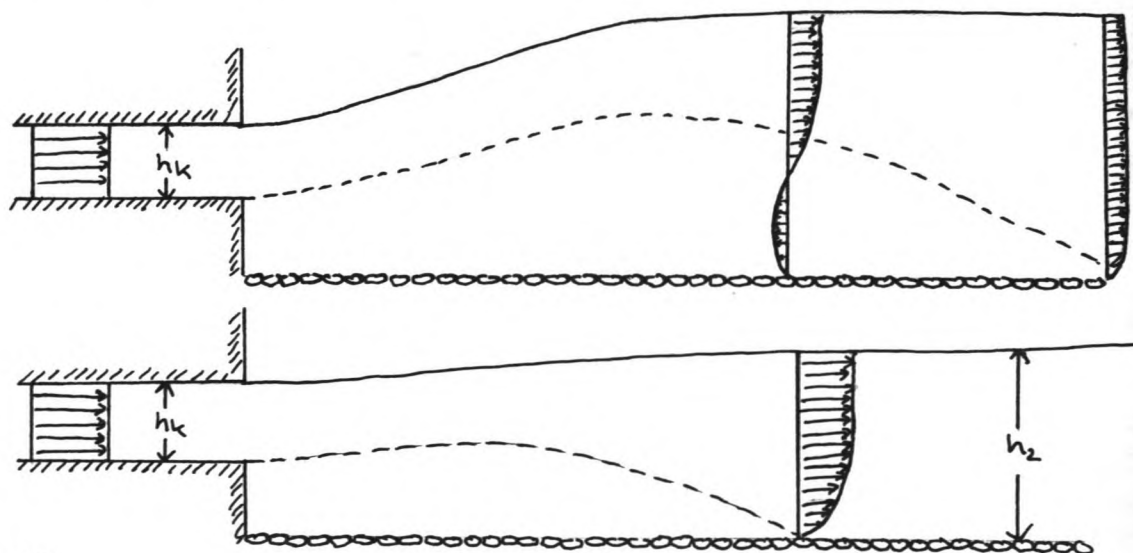


fig. 5.12

Bij een grotere h_2/h_k wordt bij eenzelfde snelheid in de koker, deze snelheid meer gespreid. Uit figuur (A20) volgt het stabiliteitskriterium voor oppervlakte stralen en h_s/h_k groter dan 0.33.

5.3.3 Kleine h_s/h_k ($h_s/h_k \leq 0.33$) / trillende stenen

Bij lage drempelhoogten vervaagt het verschil tussen de diverse stroombeelden. Als er geen drempel meer is ($h_s = 0$) dan is er geen verschil meer.

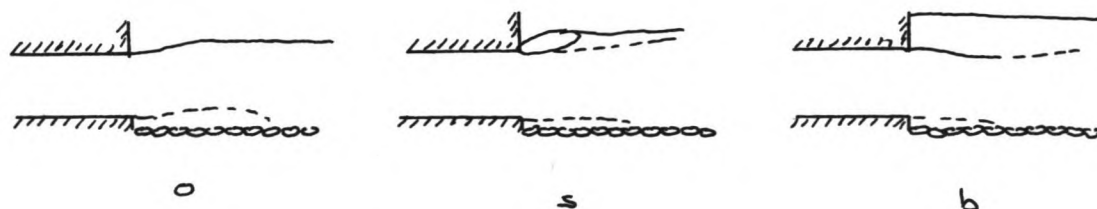


fig. 5.13 Stroombeelden bij kleine h_s/h_k

Voor de aanval op de bestorting maakt het niet veel meer uit of er een oppervlakte bodem of symmetrische straal is. Het stabiliteitskriterium is gegeven in figuur (A21). Dit criterium is:

$$\sqrt{\psi_k} < 1.40$$

De aanval op de bestorting begint te lijken op de situatie waarbij Isbash en Peterka onderzoek hebben gedaan (zie hoofdstuk 1).

5.3.4 Kantelende stenen

Als test voor de in dit hoofdstuk beschreven methode worden de M1834 meetgegevens voor kantelen gebruikt. Zie tabel (10). Eerst wordt het stroombeeld bepaald met figuur (A19). Dan wordt bij kantelen een stabiliteitskriterium afgeleid zoals dat bij trillen gebeurd is.

Stabiliteitskriterium kantelen

Voor $h_s/h_k \leq 0.33$ geldt dat:

$$1.80 \leq \sqrt{\psi_k} \leq 2.27$$

zodat $\sqrt{\psi_k} \leq 1.80$ een veilig criterium is, figuur (A22).

Voor de bodemstraal geldt dat $\sqrt{\psi_k} < 1.60$ een veilig criterium is, figuur (A23).

Het criterium voor oppervlakte stralen staat in figuur (A23).

Indien de criteria voor kantelen en trillen vergeleken worden, valt op dat $\sqrt{\psi_k}$ voor kantelen 0.4 hoger ligt dan voor trillen.

De spreidingen van de $\sqrt{\psi_k}$ zijn ongeveer even groot.

5.4 Konklusies en evaluatie

Bij de bepaling van het stroombeeld is het lastig vast te stellen wanneer er een symmetrische straal optreedt. Bij de geprojecteerde dia's is er geen symmetrische straal geconstateerd voor h_s/h_k waarden groter dan 0.44. Wij hebben het idee dat voor hogere h_s/h_k waarden deze symmetrische straal niet op zal treden. De kans dat de straal niet afgebogen wordt, lijkt ons zeer klein, omdat er altijd wel een onder- of overdruk zal ontstaan.

Voorwaarde voor het ontstaan van een symmetrische straal is dat er geen resulterende kracht loodrecht op de stromingsrichting van de straal mag staan. Bij hogere h_s/h_k waarden lijkt ons dit niet mogelijk. Dit zou experimenteel verder onderzocht moeten worden.

De resultaten die in dit hoofdstuk gepresenteerd zijn, mogen alleen toegepast worden in de range waarin het M1834 onderzoek gedaan is. Buiten deze range is er geen controle op de juistheid van de theorie geweest. De range van de parameters waarvoor de resultaten mogen worden toegepast volgt hieronder.

$$0.40 \leq F_k (= v_k / \sqrt{gh_k}) \leq 1.20$$

$$0.22 \leq h_s/h_k \leq 1.00$$

$$1.39 \leq h_2/h_k \leq 3.34$$

6. Aanvullend modelonderzoek

6.1 Doel van het aanvullend modelonderzoek

6.1.1 Stroombeeldontwikkeling bij ruwe bodem

Eén aspect dat nader onderzocht zal worden, is vaststelling van het afvoerregiem als functie van geometrie, debiet en benedenwaterstand.

De aandacht richt zich op situatie I (vlakke vloer met sprong). Fig. 6.1.

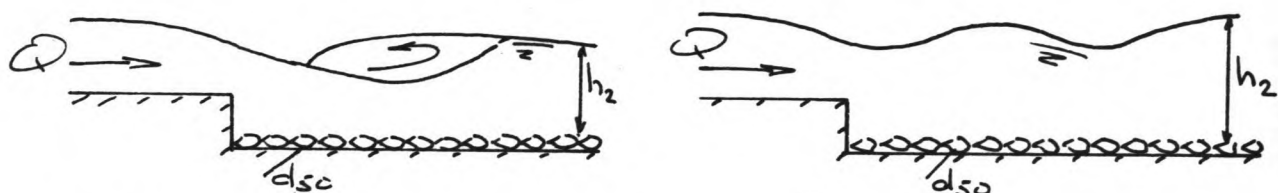


fig. 6.1 verdronken watersprong

golvende afvoer

In het rapport M1834 wordt het belang van de stroombeeldontwikkeling voor de stabiliteit van de bestorting bevestigd. Het stabiliteitskriterium trillen wordt veelal overschreden wanneer een oppervlaktestraal overging in een bodemstraal. Daar een oppervlakte straal optreedt bij een golvende afvoer en een verdronken watersprong duidt op een bodemstraal, is een juiste voorspelling voor het optredende afvoerregiem zinvol. Er bestaan onderzoekresultaten (Bianchi, Manthey) welke een voorspelling doen voor de stroombeeldontwikkeling achter de sprong, maar deze onderzoeken zijn gedaan bij gladde bodem. In rapport M1834 wordt een vergelijking gemaakt met de in proefresultaten en worden duidelijke afwijkingen waargenomen; een systematisch onderzoek is nog niet uitgevoerd.

6.1.2 Snelheidsmetingen

Een tweede aspect waar het onderzoek op gericht zal zijn, is vaststelling van lokale snelheden en turbulentie-intensiteiten op die posities vanaf de sprong waar in het M1834-onderzoek trillen (of kantelen) is gekonstateerd.

Alleen situatie I zal onderzocht worden (fig. 6.2). Het betreft hier reproducties van M1834-proeven.

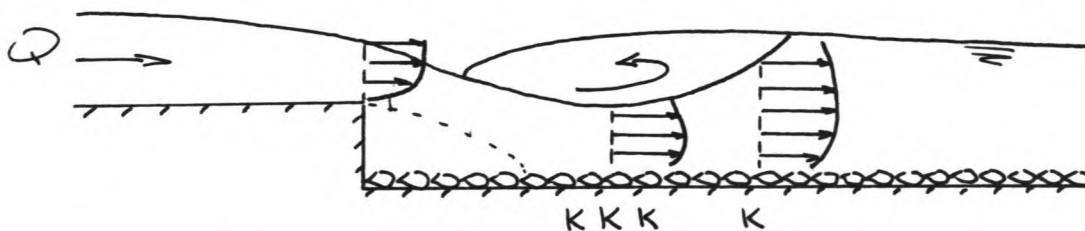


fig. 6.2 Situatie verdronken watersprong waarbij kantelen optreedt

In hoofdstuk 4 is een relatie bepaald tussen snelheid (en turbulentie-intensiteit) bij de bodem enerzijds en de stabiliteit anderzijds.

Er is nog geen informatie over de snelheidsverdeling in de vertikaal op de positie van kantelen en zo is nog weinig bekend over de relatie lokale (bodem-)snelheidsgemiddelde (of maximale) snelheid in de vertikaal.

Wanneer voldoende (gemeten) snelheidsverdelingen bekend zijn, is het wellicht mogelijk een geschikte parameter te vinden welke de relatie lokale snelheid - stabiliteit goed beschrijft.

Een derde, nader te onderzoeken, aspect is de vaststelling van de snelheidsverdeling achter een sprong bij ruwe bodem in de z.g. minimale doorsnede (fig. 6.3).

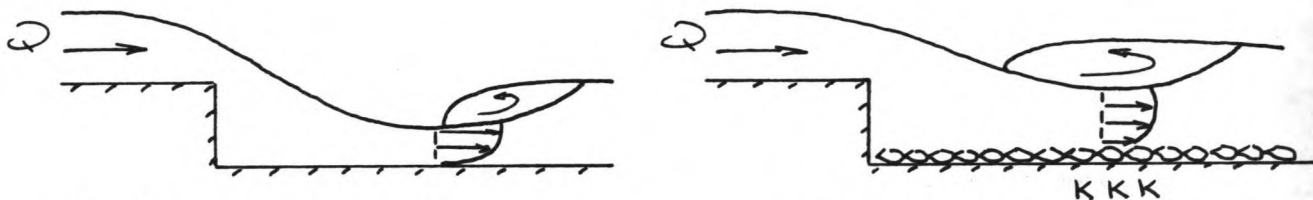


fig. 6.3 Theorie van
Moore bruikbaar

Theorie van
Moore bruikbaar?

In hoofdstuk 4 is aangegeven dat het stabiliteitskriterium van Isbash toegepast kan worden in de situatie verdrongen watersprong wanneer begin van beweging optreedt rondom de positie waar de stroomvoer - hoogte minimaal is.

Moore e.a. geven een voorspelling van deze minimale doorsnede bij gladde vloer en vrije watersprong. In afwijkende stromings-situaties dient een korrektiefactor voor de (gewijzigde) snelheidsverdeling in rekening gebracht te worden.

M.b.v. nauwkeurige snelheidsmetingen zal onderzocht worden of een redelijke voorspelling van de straaldikte mogelijk is.

6.2 Modelbeschrijving

Het onderzoek werd uitgevoerd in een goot van het Laboratorium voor Vloeistofmechanica.

Van deze kantelgoot is het mogelijk het bodemverhang te variëren van - 2% tot + 2%.

De proeven zijn evenwel uitgevoerd met bodemverhang $\alpha_b = 0$.

Een overzicht van de stroomgoot is gegeven in fig. A24 en foto nr. 1.

De totale lengte van de goot is plm. 16 m; de breedte 0.40 m en de hoogte van de glazen wanden bedraagt 0.40 m.

De toevoer wordt verzorgd door water uit een bassin, waarin de waterhoogte, m.b.v. pompen, konstant wordt gehouden, in de goot te laten stromen via buizen welke in de toevoerschacht eindigen. Om al te grote turbulenties in het instromende water uit te dempen is een roosterwerk geplaatst aan het begin van de goot.

Een polystyreen drijflichaam is bevestigd om eventueel inkomende golven uit te dempen.

De grootte van het debiet kan gevarieerd worden m.b.v. een afsluiter en bedraagt maximaal plm. $0.097 \text{ m}^3/\text{s}$.

Het model bestond uit een 7.60 m lange verhoogde houten vloer waarachter een bestorting was aangebracht. Voor de vloer was een geboden overgangsstuk geplaatst. De verhoogde vloer heeft een dusdanige lengte dat vlak voor de sprong een ontwikkeld snelheidsprofiel verondersteld kan worden.

De steenbestorting na de sprong bestond uit een der volgende varianten (fig. A25):

- A over 8 m één vastgelijmde laag basaltsteenslag ter dikte $1 d_{50}$ ($d_{50} = 0.03 \text{ m}$).
- B over 4 m één vastgelijmde laag basaltsteenslag ter dikte $1 d_{50}$ ($d_{50} = 0.03 \text{ m}$).
- C over 2 m één vastgelijmde laag basaltsteenslag ter dikte $1 d_{50}$ ($d_{50} = 0.03 \text{ m}$); over 4 m één vastgelijmde laag steenslag ter dikte $1 d_{50}$ ($d_{50} = 0.01 \text{ m}$) op een houten vloer ter dikte 0.02 m; over 1.60 m een houten vloer ter dikte 0.0275 m waarop zandkorrels waren vastgelijmd.
- D over 2 m één vastgelijmde laag basaltsteenslag ter dikte $1 d_{50}$ ($d_{50} = 0.02 \text{ m}$); over 4 m één vastgelijmde laag steenslag ter dikte $1 d_{50}$ ($d_{50} = 0.01 \text{ m}$) op een houten vloer ter dikte 0.01 m; over 1.60 m een houten vloer ter dikte 0.0175 m waarop zandkorrels waren vastgelijmd.
- E over 4 m één vastgelijmde laag steenslag ter dikte $1 d_{50}$ ($d_{50} = 0.01 \text{ m}$) op een houten vloer ter dikte 0.01 m; over 1.60 m een houten vloer ter dikte 0.0175 m waarop zandkorrels waren vastgelijmd.
- F gladde vloer d.i. de bodem van de goot. Deze variant is bedoeld om z.g. referentieproeven te doen.

Er is gekozen voor een bestortingslaag ter dikte $1 d_{50}$ opdat het mogelijk zou zijn hogere snelheden (bij de bodem) toe te laten dan voor kantelen aanvaardbaar, zonder dat het hele pakket zou wegstromen. Daarvoor moesten de korrels afzonderlijk worden vastgelijmd.

Bij de proevenserie M1834 bestond de bestorting uit een laagdikte van 3 maal d_{50} . Waarschijnlijk ontstaat, vooral bij goede pakking, een minder ruwe bodem dan wanneer één enkele laag wordt aangebracht. Er is gebruik gemaakt van 3, zo goed mogelijk, homogeen gegradeerde mengsels. De 2 mengsels met $d_{50} = 0.02 \text{ m}$, 0.03 m , zijn betrokken van het W.L., dit zijn restanten van de bij de proevenserie M1834 gebruikte mengsels.

Van deze 2 mengsels is bij het Laboratorium voor Weg- en Spoorweginbouwkunde een zeefproef uitgevoerd. De zeefstaten zijn gegeven in fig. A26 en A27.

6.3 Schaaleisen

Voor het interpreteren van proefresultaten met het oog op een prototype-ontwerp is van belang dat de volgende (hydraulische) verschijnselen goed gereproduceerd worden [Lit. 20 en 6]

- stroming met vrije waterspiegel
- energie-verlies t.g.v. kontraktie, verwijding, wrijving
- begin van beweging van de bestorting.

(Hier is weliswaar geen beweging mogelijk door het vastlijmen van de korrels, maar uit de laatste voorwaarde volgt een minimum grootte voor de korreldiameter; daarnaast is deze eis meegenomen ter vergelijking met M1834).

De bovengenoemde voorwaarden gelden voor het model opdat, op basis van proefresultaten van het model, voorspellingen kunnen worden gedaan voor prototype-situaties.

Daartoe wordt gebruik gemaakt van de dimensie-analyse zoals deze is toegepast in hoofdstuk 2.

De volgende dimensieloze kentallen zijn afgeleid:

$$\frac{v}{h_2 \sqrt{g h_2}} \quad (1) , \quad \frac{d_{50}}{h_2} \quad (2) , \quad \frac{P_{st}}{P_w} \quad (3) , \quad \frac{h_s}{h_2} \quad (4)$$

$$\frac{q}{h_2 \sqrt{g h_2}} \quad (5)$$

waarde prot. kantel = 1 = $\frac{h_s \text{ prot.}}{h_2 \text{ model}}$
waarde model kantel = $\frac{h_s \text{ model}}{h_2}$
Re. $\frac{q}{v \times h_2} = \frac{h_s \text{ prot.}}{h_s \text{ model}} = \frac{h_s \text{ prot.}}{h_2}$

Deze kentallen moeten voor model én prototype gelijk zijn, anders zijn er parameters die een variabele schaal hebben; er treden dan z.g. schaaleffekten op.

Uit (1) en (5) volgt:

$$\frac{v}{h_2 \sqrt{g h_2}} \times \frac{h_2 \sqrt{g h_2}}{q} = \frac{v}{q} = \frac{v}{v \times h_2} = \frac{1}{Re}$$

dit betekent in feite: $n_{Re} = 1$

Uit (2) volgt:

$$n_{d_{50}} = n_{h_2} , \text{ de diameter van de korrel wordt op lengteschaal gekozen.}$$

Uit (3) volgt:

$$n_{\Delta} = 1 ; \text{ deze eis geldt wanneer stenen in beweging zijn.}$$

Uit (4) volgt dat aan de meetkundige gelijkvormigheid is voldaan wanneer

$$n_{h_s} = n_{h_2}$$

Uit (5) volgt tenslotte de Froude-voorwaarde:

$$\frac{q}{h_2 \sqrt{g h_2}} = \frac{v}{\sqrt{g h_2}} = Fr = \frac{v_{\text{prot}}}{v_{\text{modell}}} = 1 , \text{ dit leidt tot } n_{Fr} = 1$$

Voor de dynamische gelijkvormigheid geldt nu:

$$n_{F_r} = 1 \quad , \quad n_{R_e} = 1 \quad .$$

Omdat $n_g = 1$ en $n_v = 1$, geeft de Froude-voorwaarde:

$$n_{u_1} = \sqrt{n_{h_2}}$$

en de Reynolds-voorwaarde:

$$n_{u_1} = \frac{1}{M_{h_2}}$$

Aan beide voorwaarden kan slechts voldaan worden als

$$M_{u_1} = n_{h_2} = n_{u_1} = 1 \quad (\text{model op ware grootte, lengteschaal} = 1).$$

Nu geldt dat de viskeuze krachten verwaarloosbaar zijn t.o.v. drukgradiënten als de grootte van het Reynoldsgetal enkele minima overschrijdt:

(a) - de grofschalige turbulentie wordt goed gereproduceerd

$$\text{als } Re = \frac{v \cdot h}{\nu} > 600 \quad ;$$

omdat $\nu \approx 10^{-6}$ en $h \approx 10^{-1}$ volgt uit deze eis: $v > 0.006$ m/s.

(b) - de turbulente schuifspanning en menging wordt korrekt weergegeven als $Re = \frac{v \cdot h}{\nu} > 1500$ à 3000 ;

uit deze eis volgt: $v > 0.03$ m/s.

(c) - lift- en stuwkrachten worden goed weergegeven als geldt:

$$Re = \frac{v \cdot d_{50}}{\nu} > 2500.$$

$$F = C \cdot R_w \cdot \frac{A \cdot v^2}{2} \quad \text{waarbij } C = f(Re); \quad \text{voor hoekige stenen}$$

met vaste loslaatpunten van de stroom is C onafhankelijk van Re als $Re > 2500$.

Voor de bestorting direkt achter de sprong geldt dan:

$$d = 0.02 \text{ m} \rightarrow v > 0.125 \text{ m/s}; \quad d = 0.03 \text{ m} \rightarrow v > 0.083 \text{ m/s}.$$

(d) - zou de sleepkracht een rol spelen voor begin van beweging,

$$\text{dan geldt: } Re_* = \frac{u_* \cdot d_{50}}{\nu} > 200.$$

$$\text{De Shieldsfaktor } \psi = \frac{u_*^2}{g \Delta d_{50}} = 0.03 \text{ à } 0.04.$$

$$\frac{u_*^2}{g \Delta d_{50}} = 0.03 \rightarrow u_*^2 = 0.485 \cdot d_{50}$$

$$Re_* = \frac{(u_*^2)^{1/2} \cdot d_{50}}{\nu} > 200 \rightarrow d_{50} > 0.004 \text{ m}$$

Wanneer intree-, vernauwings-, verwijdings-, uitstroomverliezen optreden, gelden minimum waarden voor Re , uitgedrukt in $\frac{v \cdot b}{\nu}$

Daar hier sprake is van 2-dimensionale stroming, hoeft met deze Re -waarden geen rekening gehouden te worden.

Samengevat kunnen aan het model de volgende (schaal-)eisen opgelegd worden:

- het model moet geometrisch gelijkvormig zijn.
- het model moet op Froude geschaald zijn.
- diverse minimum waarden voor het Reynoldsgetal moeten overschreden worden, opdat viskositeitsinvloeden te verwaarlozen zijn:
 - (a): $\bar{v} > 0.006$ m/s.
 - (b): $\bar{v} > 0.03$ m/s.
 - (c): $\bar{v} > 0.125$ m/s voor $d_{SD} = 0.02$ m
 $\bar{v} > 0.083$ m/s voor $d_{SD} = 0.03$ m
 - (d): $d_{SD} > 0.004$ m.

6.4 Gemeten grootheden en instrumentatie

In deze paragraaf worden de gemeten grootheden vermeld en aangegeven hoe deze zijn gemeten.

Bij de proeven ter bepaling van afvoerregiems bij ruwe bodem zijn gemeten (fig. A28):

- het debiet Q

Aan het eind van de laboratoriumgoot stort het water over in een daaronder liggende goot (fig. A24); aan het eind van deze goot wordt het debiet (max. plm. 0.097 m³/s) gemeten met een Rehbock-meetoverlaat.

- waterstanden h_1 t/m h_6 (fig. A28)

De plaats van de meetraaien is in overeenstemming gekozen met M1834: h_1 bovenstrooms op 0.70 m vanaf de sprong en h_2 benedenstrooms op 3.00 m vanaf de sprong. Om afzinking van de waterpiegel bovenstrooms en een verhanglijn benedenstrooms te registreren, is de waterstand gemeten: h_3 op de sprong en h_4 , h_5 , h_6 benedenstrooms op resp. 2 , 4 en 5 m vanaf de sprong. h_1 , h_3 werden gemeten m.b.v. een peilnaald; h_4 , h_2 , h_5 , h_6 m.b.v. een statische buis, door het onrustige wateroppervlak was een peilnaald hier onbruikbaar.

Beide instrumenten waren bevestigd op een meetwagen (zie foto nr. 1).

- het stroombeeld

Wanneer een instelling een stabiele stromingssituatie te zien gaf, is een kleine schets gemaakt van het stroombeeld; deze maakt deel uit van het meetrapport. Daarnaast is voor enkele geometrieën bij verschillende grootte van het debiet fotografisch het stroombeeld vastgelegd (foto's $4-3$ t/m $12-2$).

- hoek van inval α

Om te onderzoeken of de grootte van de hoek van inval (α) gebruikt kan worden als grootheid om het stroombeeld te beschrijven is deze per instelling van debiet en benedenwaterstand vastgelegd m.b.v. een gradenboog.

- lengte van de neer vlak achter de sprong

Van belang bij beschrijving van het stroombeeld is o.m. ook de plaats waar de straal gaat aanliggen, dit geeft ook de positie vanaf de sprong aan waar de ontwikkeling naar een volledig ontwikkeld snelheidsprofiel begint. Deze neerlengte (L_n) is bij enkele geometrieën vastgelegd.

Bij de proeven waar snelheidsmetingen zijn gedaan, zijn op de hiervoor vermelde wijze bepaald:

- het debiet Q
- de waterstanden h_1 t/m h_6
- hoek van inval α
- stroombeeld (schets)

Daarnaast zijn bepaald:

- snelheden en turbulentie-intensiteiten

Op bepaalde afstanden t.o.v. de sprong, welke kenmerkende posities zijn voor de stroombeeldontwikkeling (bijv. voor een vrije watersprong de positie waar de straaldikte minimaal is) zijn in de as van de goot snelheidsvertikalen bepaald. Ook is wel op één hoogte t.o.v. de bestorting in lengte richting de horizontale (en verticale) snelheid bepaald. De metingen zijn verricht met Laser-Doppler-apparatuur (fig. A29 en foto 2).

Door het gebruik van deze apparatuur was het mogelijk snelheden (en turbulentie-intensiteiten) zeer dicht bij de bodem te meten. Omdat er geen meetinstrument in het water wordt gebracht, treedt bij de bodem geen verstoring op.

Het Laser-meetapparaat stond op een brug-konstruktie welke rustte op een meetwagen. In verticale richting kan de brug in stappen van 0.5 cm bewogen worden (zie foto 1).

Dicht onder de waterspiegel trad, wanneer er sprake was van een vrije of verdronken watersprong, wel verstoring op doordat er veel lucht in het water voorkwam. Deze luchtbelllen maken meting m.b.v. Laser-Doppler-apparatuur onmogelijk. Om de snelheden boven in de snelheidsvertikaal te meten is daarom gebruik gemaakt van een (OTT-) snelheidsmolentje.

Deze OTT-molen was aan een peilnaald op een meetwagen bevestigd.

Uit het uitgangssignaal van de Laser-Doppler meting kan m.b.v. een filter en een time-domain-analyzer een gemiddelde spanning en een standaard afwijking (RMS) onttrokken worden, deze laatste is een maat voor de turbulentie-intensiteit.

M.b.v. een schaalwaarde kunnen deze spanningen omgezet worden in snelheden.

De OTT-molen was aangesloten op een toerenteller.

Het aantal omwentelingen per tijdseenheid kan omgerekend worden naar een (gemiddelde) snelheid. De OTT-molen meet geen standaard-afwijking zodat over de turbulentie-intensiteit geen informatie verkregen wordt.

6.5 Opzet modelonderzoek

6.5.1 Stroombeeldontwikkeling bij ruwe bodem

In een zestal geometrische situaties is de stroombeeldontwikkeling (= het afvoerregiem) onderzocht als functie van debiet, spronghoogte, benedenwaterstand en steendiameter.

De optredende stromings situatie was stationair en 2-dimensionaal.

Overzicht diverse geometrieën

De geometrie bestaat uit een vlakke vloer met aansluitend een verlaagd stortebed (fig. 6.4).

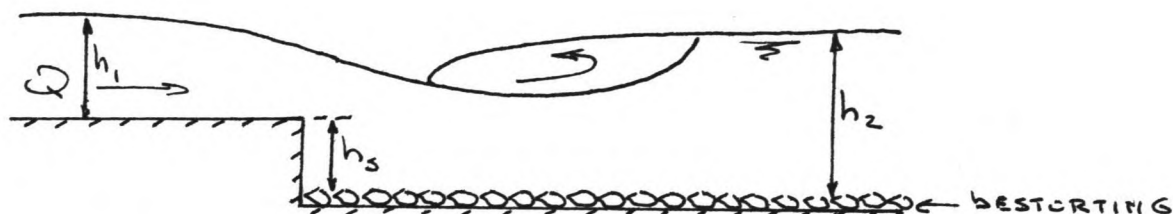


fig. 6.4 I: vlakke vloer met sprong

Aan elke geometrische situatie is een kode gegeven waaruit achtereenvolgens is af te leiden:

- spronghoogte (h_s)
- steendiameter (d_{50}) onmiddellijk achter de sprong.

overzicht geometrieën

kode			bestortings-variant
I4X3	0.04	0.03	A / B / C
I8X3	0.08	0.03	A
I12X3	0.12	0.03	C
I12X2	0.12	0.02	D
I12X1	0.12	0.01	E
I12X0	0.12	-	F

Onderzoek per geometrie

Bij een bepaalde spronghoogte en steengrootte wordt door de relatie benedenwaterstand/debiet bepaald welke afvoerregiem benedenstrooms optreedt:

- ① vrije watersprong
- ② verdronken watersprong
- ③ golvende afvoer
- ④ stromende afvoer

fig.

Het debiet is ingesteld m.b.v. de afsluiter in de toevoerleiding. Het debiet Q (m^3/s) is per eenheid van breedte: $q = Q/B$ (m^2/s).

Daaruit kan de grensdiepte k ($k = \sqrt[3]{q^2/g}$) bepaald worden.

In de literatuur [Lit. 8] wordt gebruik gemaakt van de parameter k/h_s .

Het debiet nu is opgevoerd met stapgrootte $k/h_s = 0.1$ (0.2 voor situatie I4X3):

$$k = 0.1 h_s \rightarrow Q = b \cdot \sqrt{g \cdot (0.1 h_s)^3}$$

$$k = 0.2 h_s \rightarrow Q = b \cdot \sqrt{g \cdot (0.2 h_s)^3} \quad \text{enz.}$$

De maximale waarde voor k/h_s wordt bepaald door het maximale debiet $Q = 0.097 m^3/s$.

Bij een konstant debiet kan door de schuif aan het eind van de stroomgoot op en neer te laten de benedenwaterstand worden beïnvloed. Nadat een debiet (vanaf $k/h_2 = 0.2$) was ingesteld, is eerst de schuif tot onder de gootbodem gedraaid. Aldus kon bij de (bij dat debiet) optredende laagste waterstand achter de sprong het afvoerregiem worden bepaald. Ook zijn de onder 6.4 vermelde grootheden vastgelegd. Daarna is bij gelijk debiet de schuif omhoog gedraaid, waardoor het water benedenstrooms opgestuwd werd. Na een korte instellingsperiode ontstond weer een stationaire stromingssituatie. De aandacht richtte zich vooral op die waterstand waarbij een overgang in het afvoerregiem optrad, bijv. van verdronken watersprong naar golvende afvoer. M.b.v. 6-7 instellingen van de waterstand bij gelijk debiet werden zo de overgangen tussen de 4 karakteristieke stromingssituaties bepaald.

Voor situatie I4X3 is gebruik gemaakt van 3 bestortingsvarianten: A, B en C.

Situatie I4X3 werd onderzocht ná I8X3. Bij I8X3 was het mogelijk de 4 afvoerregiems in te stellen.

Toen daarna de spronghoogte h_s werd verkleind tot 0.04 m bij dezelfde bestortingsvariant (A) was het alleen mogelijk een golvende of stromende afvoer in te stellen. Zelfs wanneer de schuif tot onder de goot was gedraaid, was de waterstand direct achter de sprong zo hoog, dat er geen vrije of verdronken watersprong kon ontstaan.

De waterstand kon wel verlaagd worden door de bodem van de goot minder ruw te maken. Immers, bij de overstort ontstaat de grensdiepte en bovenstrooms een verhanglijn. Deze loopt steiler naar mate de bodemruwheid toeneemt (fig. 6.5).

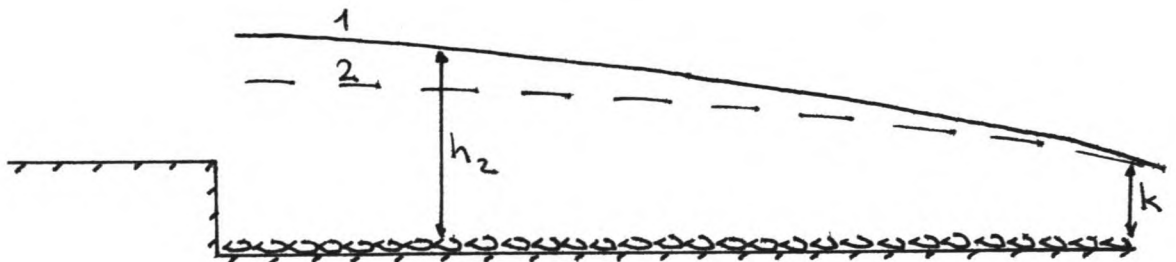


fig. 6.5 - verhanglijn 1 ontstaat bij ruwe bodem
- verhanglijn 2 ontstaat bij minder ruwe bodem

Toen is besloten een gedeelte van de bestorting op te ruimen; zo ontstond variant B.

Nu konden weliswaar lagere waterstanden direct achter de sprong bereikt worden, maar nog was het afvoerregiem bij de laatste waterstand een golvende afvoer en was een (verdronken) watersprong niet mogelijk.

Besloten werd nog 2 m van de steenbestorting op te ruimen, zo ontstond de eerste 2 m van variant C.

Nu deed zich de moeilijkheid voor dat er eigenlijk sprake was van 2 sprongen in de goot welke mede bepalend waren voor het stroombeeld, te weten de spronghoogte h_s (0.04 m, vlakke vloer - bestorting) en na 2 m de spronghoogte cl_{50} (= 0.03 m, bestorting - gootbodem). Er ontstond nu in feite een tweede sterk gekromde verhanglijn (fig. 6.6). Dit werd als een te grote verstoring ervaren.



fig. 6.6

Als eindresultaat voor bestortingsvariant C is toen gekozen voor een geleidelijk afnemende ruwheid in lengte richting. Bij de volgende proeven I4X3 bleef het mogelijk een verdronken watersprong in te stellen (niet een vrije watersprong).

6.5.2 Snelheidsmetingen

In enkele geometrieën zijn snelheidsmetingen verricht, o.a. in stromingssituaties welke reproducties zijn van M1834-proeven. In onderzoek M1834 zijn snelheidsmetingen gedaan in 4 vaste meetraaien (fig. M1834:5). Hier is gekozen voor een andere opzet n.l. snelheidsmetingen op die posities welke kenmerkend zijn voor de stroombeeldontwikkeling. Zoals de snelheidsverdeling in de overstortende straal op de sprong; voordat deze de bodem treft en op posities waarbij in het M1834-onderzoek (trillen of) kantelen werd gekonstateerd.

Eenzelfde stromingssituatie als in M1834 wordt verwacht als bij gelijke geometrie en bestorting een waterdiepte gelijk aan wordt ingesteld en een debiet gelijk aan $0.8 \times$ debiet (M1834); d.i. omdat de goot 0.40 m breed is i.p.v. 0.50 m.

Daarnaast zijn proeven ingesteld met een vrije watersprong en zijn snelheden gemeten in de minimale doorsnede achter de sprong (fig. 6.7).

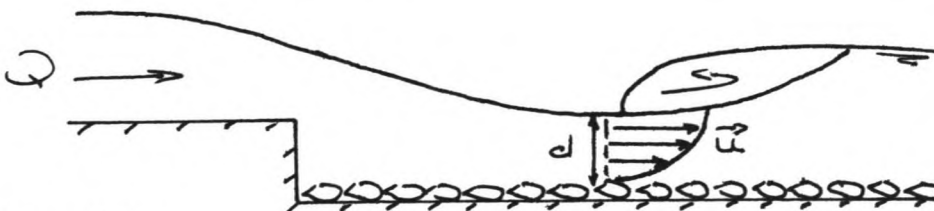


fig. 6.7

Hiermee kan de berekening volgens Moore getoetst worden, welke een voorspelling geeft van de straaldikte d .

6.6 Resultaten

6.6.1 Verwerking en presentatie van de resultaten

6.6.1.1 Stroombeeldontwikkeling bij ruwe bodem

De meetgegevens werden verwerkt tot grootheden welke grafisch zijn weergegeven in de figuren A31 t/m A36.

Uit het debiet Q is berekend:

$$q = \frac{Q}{b} ; k = \sqrt[3]{\frac{q^2}{g}} ; \frac{k}{h_s}$$

Uit de waterhoogte h_2 (t.o.v. de bestorting):

$$h_2/h_s$$

Voor enkele geometrieën uit de lengte van de neer L_n :

$$L_n/h_s$$

In figuur A30 is een overzicht gegeven van de 4 karakteristieke afvoerregiems.

Wanneer in de figuren vermeld staat: h : 3 meter vanaf sprong, wordt h_2 bedoeld.

h : 1 meter vanaf sprong; deze waterhoogte is niet gemeten (moeilijk te meten vanwege sterk variërende waterspiegel) maar is globaal bepaald uitgaande van h_2 (3 m) en h_4 (2 m).

$$\text{Ofwel: } h (1 \text{ m}) = h_2 + 2 (h_4 - h_2)$$

Een voorbeeld van de verwerking van de meetresultaten is gegeven in bijlage: III.

6.6.1.2 Snelheidsmetingen

De situaties waarin snelheidsverdelingen in de vertikaal zijn bepaald, zijn genummerd: RUN 1 t/m 18.

Van deze proeven zijn de belangrijkste meetgegevens verwerkt tot grootheden welke staan gegeven in tabel 11.

Uit het debiet Q is berekend:

$$q = \frac{Q}{b} ; k = \sqrt[3]{\frac{q^2}{g}} ; \frac{k}{h_s}$$

en uit de waterhoogte h_2 (t.o.v. de bestorting):

$$h_2/h_s$$

Tevens zijn de gemeten gemiddelde en RMS-waarden van de Laser-Doppler-meting omgerekend naar snelheden. De schaalwaarde is bekend:

$$\text{uitgangsspanning } 1 \text{ Volt} \stackrel{\Delta}{=} \text{ snelheid } 0.2 \text{ m/s.}$$

Een voorbeeld van de berekening van een snelheidsverdeling is gegeven in bijlage: IV.

Van RUN 1 t/m 18 zijn het stroombeeld en de snelheidsmetingen getekend in de figuren: RUN I t/m RUN XVIII.

Naast de gemiddelde waarde voor de horizontale snelheid U staan hier nog aangegeven:

$$U_{\max} = U + 3 R|U|, \quad U_{\min} = U - 3 R|U|,$$

deze waarden kunnen worden afgeleid als wordt uitgegaan van een normale verdeling (fig. 6.8), en zijn weergegeven om grafisch de grootte van de turbulentie-intensiteit te presenteren (fig. 6.9).

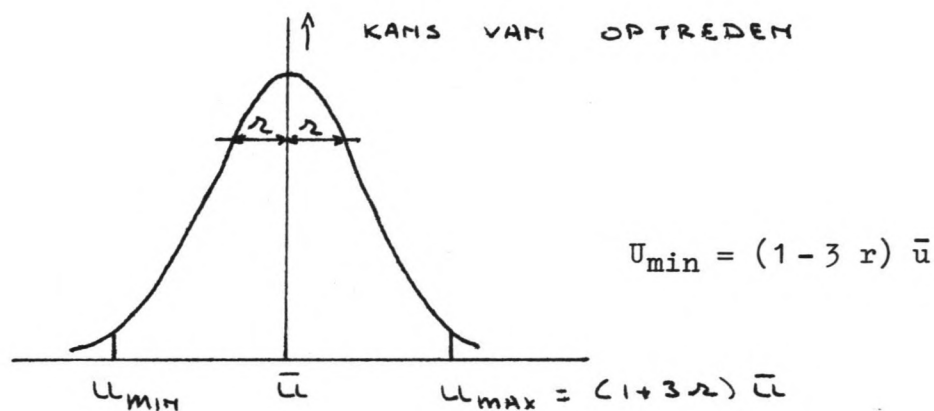


fig. 6.8

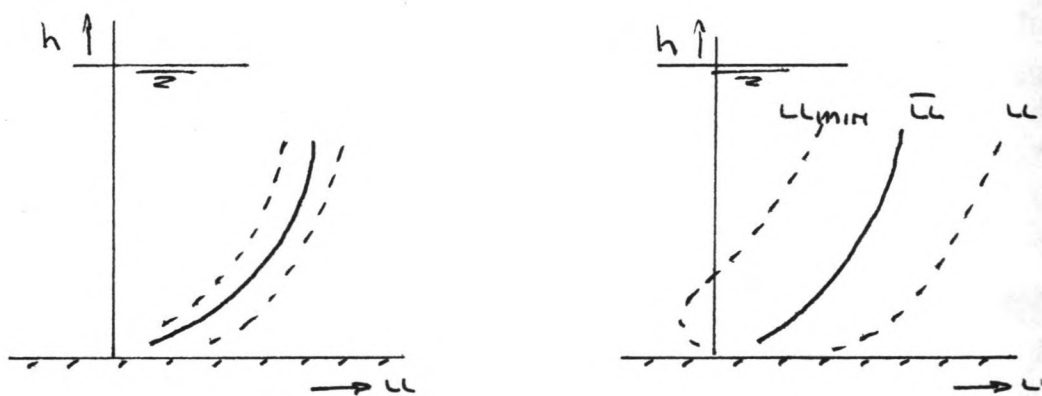


fig. 6.9 . rel. turb. int.
laag

. rel. turb. int.
hoog

In de figuren RUN 1 t/m 18 is, wanneer de proef een reproductie was van een M1834-proef, ook aangegeven waar trillen (of kantelen) optrad.

6.6.2 Analyse

6.6.2.1 Stroombeeldontwikkeling bij ruwe bodem

Algemeen

Een analyse van de proefresultaten zal worden gedaan aan de hand van de figuren A_{31} t/m A_{50} . In deze figuren is voor de 6 onderzochte geometrieën uitgezet de overgang tussen de 4 karakteristieke afvoerregiems ① t/m ④. De presentatie is gelijk aan die volgens Manthey [Lit. 8], welke gebruik maakt van de grootheden $\frac{k}{h_2}$ en $\frac{h_2}{h_3}$. Manthey onderzocht overigens het afvoerregiem voor een afwijkende geometrie, n.l. een trapeziumvormig dwarsprofiel. Bianchi [Lit. 3] onderzocht een rechthoekig dwarsprofiel met een gladde bodem benedenstrooms en presenteerde een stroombeeldvoorspelling; gebruikte grootheden $\frac{h_2}{k}$ en $\frac{h_3}{k}$. Zie bijv. fig. M1834: 13. Zou voor deze presentatie gekozen worden, dan ontstaat vooral voor grote debieten een "warrige puntenwolk", waardoor het moeilijk is lijnen te trekken tussen 2 afvoerregiems.

Analyse per geometrie

I4X3 (fig. A31)

De maximum waarde voor k/h_3 wordt bepaald door de grootte van het maximale debiet. Het is duidelijk dat boven de lijn ③ → ④ voor alle waarden van k/h_3 stromende afvoer optreedt (h/h_3 is in feite onbegrensd).

Zoals al eerder opgemerkt, was het niet mogelijk een vrije watersprong te laten ontstaan.

De * - tekens geven de posities aan overeenkomstig de proeven uit RUN 1 t/m 18 waarin snelheidsmetingen zijn verricht.

I8X3 (fig. A32)

In deze situatie is een vrije watersprong wel mogelijk. Voor kleine debieten ($\frac{k}{h_3} < 0.6$) is er een duidelijke knik waarneembaar.

Dit heeft te maken met het aanwezig zijn van lucht onder de straal. Wanneer van debiet = 0 het debiet wordt opgevoerd tot dat bijv. geldt $\frac{k}{h_3} = 0.4$ is er lucht onder de straal (fig. 6.10).

Deze lucht is van invloed op de hoek van inval (α) en speelt daarom een rol in de stroombeeldontwikkeling.

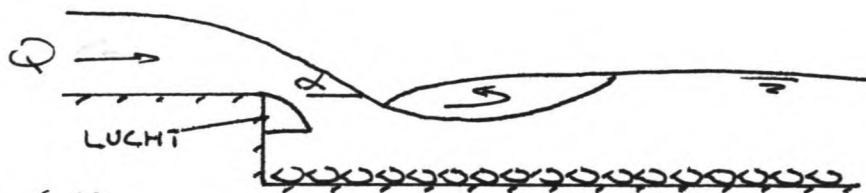


fig. 6.10

Deze lucht verdwijnt pas wanneer de waterstand wordt opgevoerd (als in feite golvende afvoer optreedt). Wanneer debieten vanaf

$\frac{k}{h_3} = 0.5$ worden ingesteld, is er geen lucht meer onder de straal. De geometrie was overigens onbelucht, d.w.z. er was niet een aansluiting met de buitenlucht gemaakt.

I12X3 (fig. A33)

Bij kleine debieten ontstaat geen vrije watersprong. Het water valt in een dunne straal in rustig stromend water (fig. 6.11).

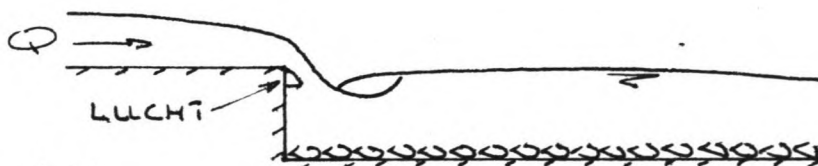


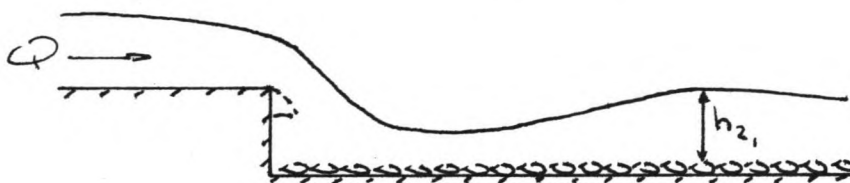
fig. 6.11

I12X2 (fig. A34)

Voor kleine debieten geldt hetzelfde als bij I12X3 opgemerkt.

I12X1 (fig. A35)

In deze situatie was het al wel mogelijk voor kleine debieten een vrije watersprong te laten ontstaan. Door de kortere lengte van de bestorting en door de geringere ruwheid zijn lage waterstanden achter de sprong mogelijk. Daardoor ontstond zelfs over een zekere lengte schietend water (fig. 6.12).



$$h_{2_1} < h_{2_2}$$



fig. 6.12

I12X0 (fig. A36)

Doordat hier sprake is van een gladde bodem treedt er nauwelijks een verhang op en zijn zeer lage waterstanden mogelijk achter de sprong. Wanneer de schuif tot onder de bodem van de goot is gedraaid, treedt benedenstrooms over de hele lengte schietend water op. Door de schuif geleidelijk op te draaien ontstaat een watersprong die naar de sprong toeloopt (fig. 6.13).

Aangezien ook Bianchi onderzoek heeft uitgevoerd bij een gladde bodem, is het zinvol een vergelijking te maken met de verkregen proefresultaten. Zie daarvoor de figuren A37, 38, 39.

In fig. A37 is de voorspelling van het afvoerregiem volgens Bianchi gegeven; gebruikte parameters $\frac{h}{k}$ en $\frac{h_s}{k}$. Deze figuur is, m.b.v. de meetgegevens uit de publikatie van Bianchi, getransformeerd in figuur A38; gebruikte parameters $\frac{k}{h_s}$ en $\frac{h}{h_s}$. In deze figuur is

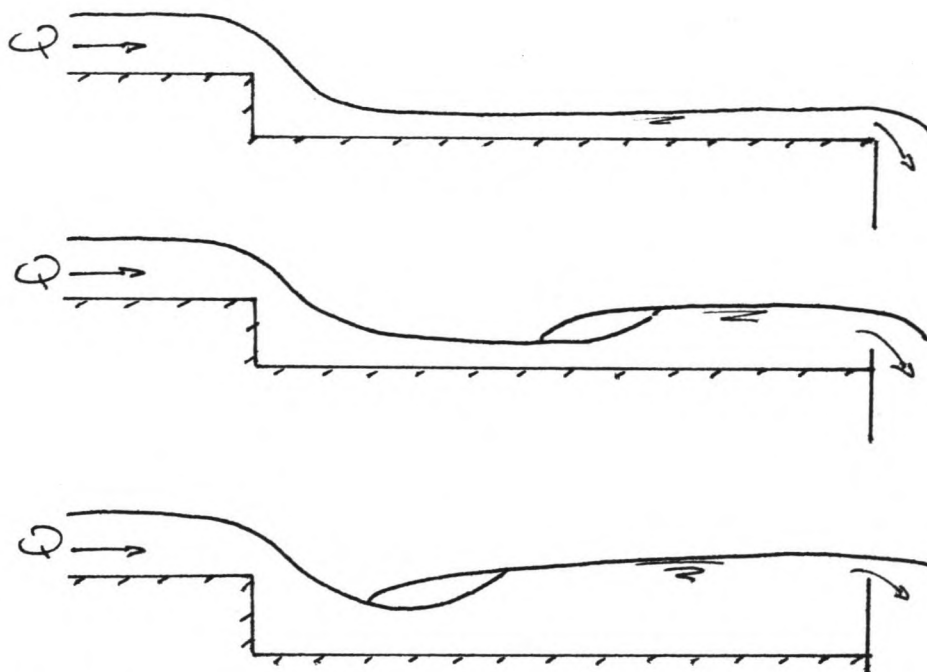


fig. 6.13

te zien dat voor grotere debieten ($\frac{k}{h_s} > 1.2$) de overgangen volgens Bianchi een duidelijke knik vertonen. Het waarom is niet duidelijk. Bianchi heeft weliswaar 2 spronghoogtes onderzocht, maar de meeste meetgegevens werden verkregen bij kleine waarden voor $\frac{h_s}{k}$. Vooral boven in de figuur (fig. A37, $\frac{h_s}{k} > 3$) zijn weinig onderzoekresultaten bekend. Daar treden ook de grootste verschillen op met I12X0 (fig. A39).

Tolaat e.a. [Lit. 17] heeft bij gladde bodem de overgang van verdronken watersprong ② naar golvende afvoer ③ onderzocht. De lijn welke deze overgang representeert, is gegeven in fig. A37. Deze lijn komt redelijk overeen met de lijn ② → ③ volgens I12X0 (fig. A39), beter dan de overgang volgens Bianchi.

I4X3 / I12X3 (fig. A40)

Om de invloed van de spronghoogte h_s bij gelijke ruwheid op de stroombeeldontwikkeling na te gaan, is in fig. A40 uitgezet de lijnen van I4X3 en I12X3. Voor de duidelijkheid nogmaals: $\frac{k}{h_s}$ is begrensd door de grootte van het maximale debiet Q . Daardoor geeft I12X3 over een kleiner gebied informatie dan I4X3. De lijnen voor I4X3 liggen duidelijk onder die van I12X3. Een verklaring hiervoor is gelegen in het volgende. Doordat het water stroomt over een vrij ruwe bodem, ontstaat er een (zeer) steile verhanglijn (fig. 6.14).

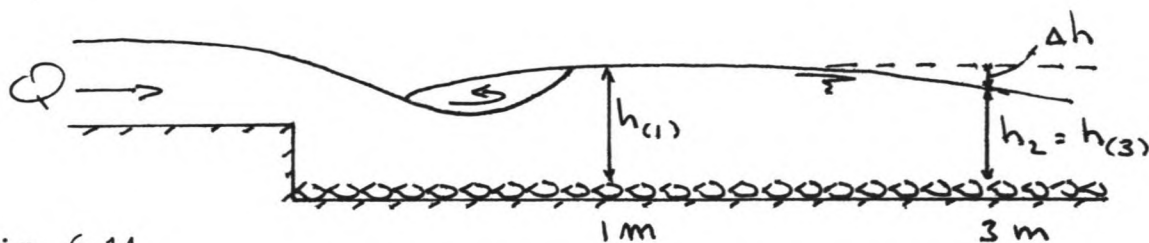


fig. 6.14

Het afvoerregiem stelt zich in onder invloed van het debiet (uitgedrukt in k), de spronghoogte (h_s) en waterstand (h), waarbij de overstortende straal de waterhoogte benedenstrooms voelt vlak achter de sprong. M.a.w. niet de waterhoogte op 3 meter is maatgevend, maar een waterhoogte veel dichterbij de sprong.

Evenzo geldt dat een afvoer van een gelijk debiet bij een grotere waterdiepte plaatsvindt bij een kleiner verhang dan bij een kleinere waterdiepte (fig. 6.15); $h_{(3)}$ wijkt nu minder af van $h_{(1)}$.

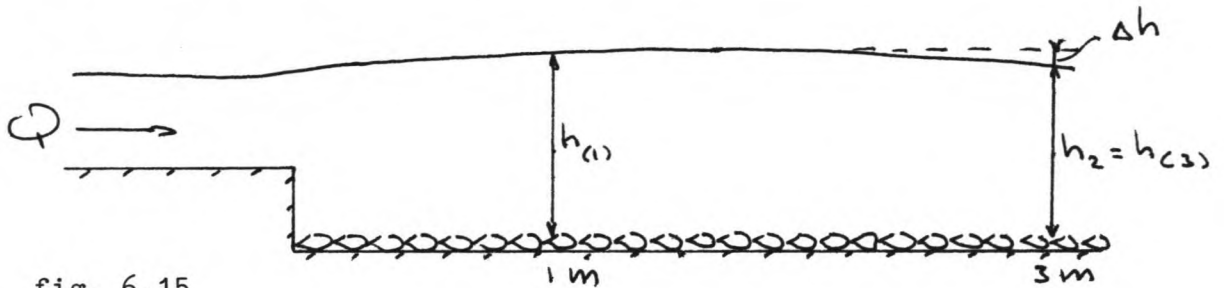


fig. 6.15

Dit verklaart waarom de lijnen voor de overgang ③ → ④ in de situaties I4X3 en I12X3 beter overeenstemmen dan de lijnen ② → ③.

Waarschijnlijk vallen de lijnen beter samen, wanneer de hoogte op 1 m ($h_{(1)}$) gebruikt wordt in de figuren.

Om deze gedachte te toetsen is $h_{(1)}$ globaal bepaald:

$$h_{(1)} = 2 * (h_{(2)} - h_{(3)}) + h_{(3)} ; h_{(2)} \text{ en } h_{(3)} \text{ zijn gemeten.}$$

De lijnen voor I4X3 en I12X3 zijn op deze wijze opnieuw bepaald en getekend in fig. A41 t/m A43.

De lijnen in situatie I4X3 blijken meer verschoven te zijn dan in situatie I12X3; hieruit blijkt ook weer de invloed van de waterdiepte op het verhang (bij gelijk debiet).

In fig. A44 zijn tenslotte nogmaals de overgangen voor de situaties I4X3 en I12X3 getekend.

De hiervoor geschetste ontwikkeling blijkt juist te zijn; de lijnen vallen redelijk samen.

I8X3 (fig. A45)

Wanneer ook voor deze situatie de overgangen in de afvoerregiem worden bepaald op basis van $h_{(1)}$, i.p.v. $h_{(3)}$, blijken de lijnen een verschuiving te ondergaan, welke kleiner is dan voor I12X3 en groter dan I4X3. Dit is geheel volgens de verwachting; ook blijkt dat naarmate de waterstand stijgt ($\frac{h}{h_s}$ neemt toe, bij gelijke $\frac{k}{h_s}$) de verschuiving kleiner is.

I12X1 / I12X2 / I12X3 (fig. A46)

De lijnen vallen redelijk goed samen. De lijnen voor I12X3 liggen iets onder die van I12X1. Dit klopt als weer gesteld wordt: bij een ruwe bodem treedt een steil verhang op, de waterdiepte op 3 m wijkt (nogal sterk) af van de waterdiepte op 1 m, deze laatste is sterk bepalend voor de stroombeeldontwikkeling.

Het is daarom niet duidelijk waarom de lijnen voor I12X2 boven die van I12X1 liggen, deze zouden immers juist tussen die van I12X3 en I12X1 getekend moeten zijn.

Wellicht is het belangrijk op te merken dat de meetpunten, welke de overgangen tussen de karakteristieke afvoerregiems aangeven, bepaald zijn op basis van visuele waarnemingen. Bij het verrichten van de proeven is afgesproken een watersprong een vrije watersprong te noemen wanneer de dekneer begint achter de minimale doorsnede (fig. 6.16).

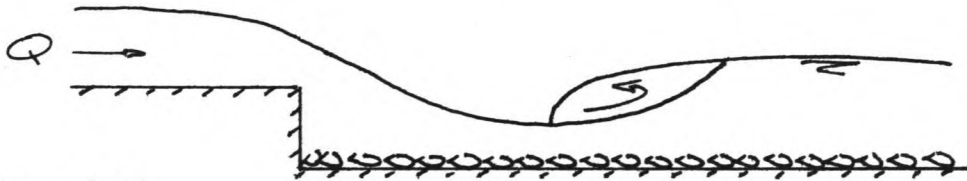


fig. 6.16

Echter, de dekneer is niet zo duidelijk begrensd zoals de tekening vermoedt (zie bijv. foto $12\frac{2}{7}$), waardoor een watersprong beoordeeld zou kunnen worden als vrije watersprong ① maar toch ondergebracht zou moeten worden bij een verdronken watersprong ②. Ook bij de overgangen verdronken watersprong ② naar golvende afvoer ③ en golvende afvoer ③ naar stromende afvoer ④ geldt dat het stroombeeld minder duidelijk optreedt dan fig. doet vermoeden.

Zo trad bij stromende afvoer vrijwel nooit een gladde waterspiegel op, maar waren lichte golfjes zichtbaar als gevolg van kleine verstoringen bovenstrooms.

M.a.w. de waarnemingen zijn subjectief.

Dit speelt uiteraard bij alle situaties een rol.

Daarnaast hebben natuurlijk ook model- en meetonauwkeurigheden een invloed op de proefresultaten.

I12X0 / I12X3 (fig. A47)

De invloed van de ruwheid komt hier duidelijk tot uiting.

I12X2 / I12X0 (fig. A48, A49)

In deze figuren is de afstand vanaf de sprong weergegeven waar de straal aanligt bij de bodem, m.a.w. waar de gemiddelde snelheid bij de bodem positief wordt.

De neerlengte L_n is dimensieloos uitgezet als functie van $\frac{k}{h_s}$ en $\frac{h}{h_s}$. De lijnen voor de overgangen van het afvoerregiem zijn gestippeld aangegeven.

Duidelijk is te zien dat de neerlengte klein is bij een bodemstraal (vrije of verdronken watersprong), plotseling zeer sterk toeneemt onder een golvende afvoer en enigszins afneemt bij een stromende afvoer.

Door het golvende karakter is de stromingssituatie bij de bodem onder een golvende afvoer minder "stabiel" dan bij een stromende afvoer.

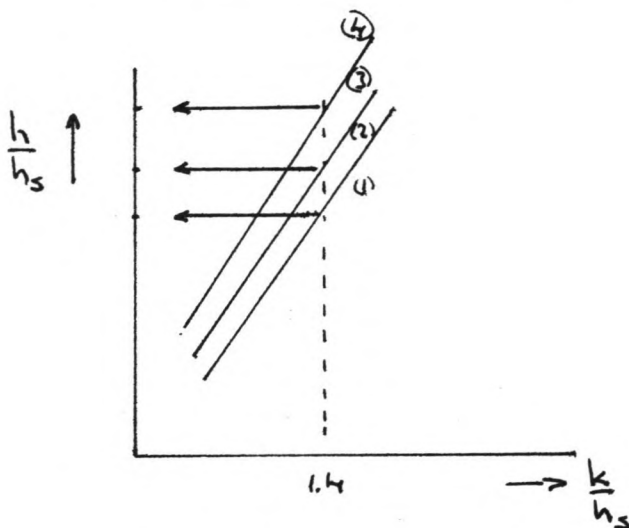
Evaluatie

De lijnen voor de overgangen in afvoerregiem in de situaties I4X3 en I12X3 blijken elkaar redelijk te dekken als uitgegaan wordt van de waterdiepte op 1 m van de sprong. (Verschillende spronghoogte bij gelijke ruwheid).

De lijnen in de situaties I12X1, I12X2, I12X3 blijken redelijk overeen te stemmen (verschillende ruwheid bij gelijke spronghoogte).

De volgende gedachte zou kunnen ontstaan: is het mogelijk een "universele" figuur te tekenen welke alle proefresultaten redelijk dekt. Aan de hand van deze figuur zou het dan mogelijk zijn voor willekeurige spronghoogte en steendiameter een voorspelling te doen van het afvoerregiem als functie van k/h_s en h/h_s .

Beantwoording van deze vraag verdient de nodige voorzichtigheid. Ter verduidelijking is fig. A50 toegevoegd. Deze figuur is ontstaan door bij één grootte van $\frac{k}{h_s}$ ($\frac{k}{h_s} = 1.4$) de grootte van $\frac{h}{h_s}$ af te lezen in de figuren voor I4X3 t/m I12X0 waarbij een overgang in het afvoerregiem plaatsvindt. Er is in feite een verticale doorsnede gemaakt (fig. 6.17).



Deze waarden voor h/h_s zijn verzameld en uitgezet tegen h_s/d_{50} (fig. A50)

fig. 6.17

Zou de invloed van spronghoogte en ruwheid nihil zijn, dan zouden de overgangen bij dezelfde waarden voor $\frac{h}{h_s}$ plaatsvinden. M.a.w. de lijn in fig. A50 zou horizontaal lopen (fig. 6.18).

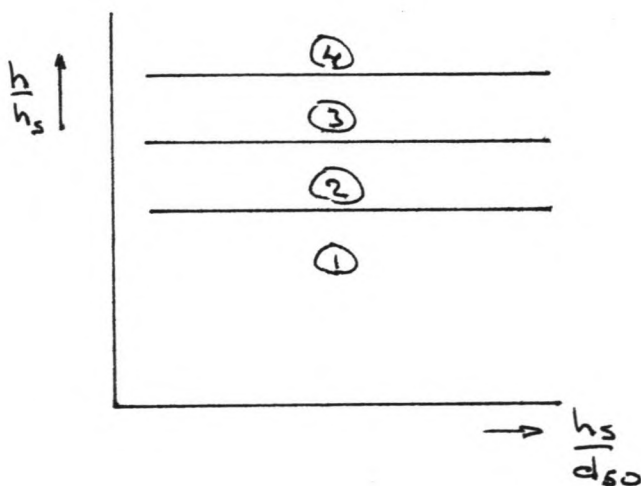


fig. 6.18

Zoals uit de proefresultaten blijkt wordt de afwijking van de in fig. 6.18 geschetste "universele" situatie groter naarmate de relatieve ruwheid toeneemt ($\frac{d_{50}}{h_s}$ groot ofwel $\frac{h_s}{d_{50}}$ klein).

Zoals vermeld was het bij situatie I4X3 niet mogelijk een vrije watersprong te laten ontstaan. De gemeten proefresultaten lagen bij de laagst mogelijke waterdiepte dicht tegen de lijn verdronken watersprong ② → golvende afvoer ③ aan. M.a.w. bij een spronghoogte $d_{50} = 0.03$ en $d_{50} = 0.03$ is wellicht geen verdronken watersprong meer mogelijk, maar ontstaat direkt een golvende afvoer.

In situatie I8X3 ontstond wel een vrije watersprong, de meetpunten lagen evenwel dicht tegen de lijn vrije watersprong ① → verdronken watersprong ② aan. Zodat wellicht bij een spronghoogte $h_s = 0.06$ en steendiameter $d_{50} = 0.03$ geen

vrije watersprong meer mogelijk is.

Dit maakt het mogelijk de getrokken lijnen in fig. A50 door te trekken (onderbroken) voor kleine waarden van $\frac{h_s}{d_{50}}$.

Deze figuur stemt ook overeen met de proeven M1834 die in de tweede fase werden uitgevoerd.

De geometrie bestond uit een vlakke vloer met sprong, waarachter over een lengte L ($L \leq 1.0$ m) eerst een vaste vloer was aangebracht, voordat op een bestorting was overgegaan ($d_{50} = 0.02$ m) (zie M1834: bijlage VI en fig. 6.19).

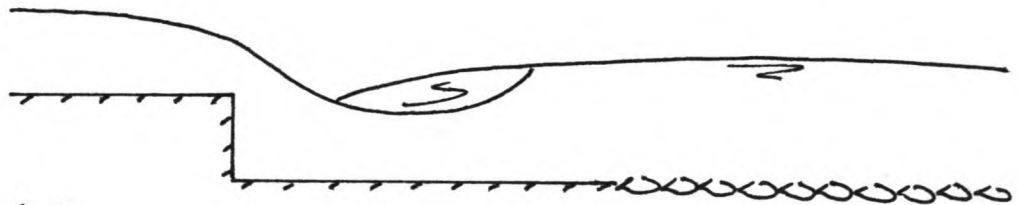


fig. 6.19

Bij het regiem ① (vrije watersprong) werd het debiet Q opgevoerd waarbij de watersprong stroomafwaarts werd bewogen. Wanneer de "teen van de watersprong" aankwam bij het begin van de bestorting, ging de watersprong abrupt over in een golvende afvoer ③. Volgens fig. A50 zou dit betekenen:

$h_s = 0$, $d_{50} = 0.02$; alleen golvende afvoer ③ of stromende afvoer ④ mogelijk.

Wordt nu een een figuur getekend gevormd door "gemiddelde" lijnen op basis van alle proefresultaten en wordt deze gepresenteerd als een universele figuur, dan wordt aan bovenstaande problematiek voorbij gegaan.

Wel zou men aan kunnen geven wat de minimaal waterdiepte is achter de sprong en de figuur geldig laten zijn voor geometrieën met bijv. $\frac{h_s}{d_{50}} > 6.0$.

Het is bijvoorbeeld redelijk goed mogelijk voor de situaties I12X1, I12X2, I12X3 een gemiddelde figuur te tekenen.

In fig. A50 is ook de lijn aangegeven welke de overgang van verdronken watersprong ② naar golvende afvoer ③ aangeeft als gerekend wordt met de waterstand op 1 m vanaf de sprong. Deze lijn benadert meer de "universele" situatie van fig. 6.18. Maar ook hier zal een sterke afbuiging van de lijn plaatsvinden bij kleine waarden voor $\frac{h_s}{d_{50}}$.

I4X3 t/m I12X0

De grafische presentatie van het afvoerregiem in diverse geometrieën is gedaan m.b.v. de grootheden $\frac{k}{h_s}$ en $\frac{h}{h_s}$.

Bianchi [Lit. 3] geeft m.b.v. een energiebeschouwing (energieverlies nabij de sprong) aan dat de stroombeeldontwikkeling afhangt van $\frac{k}{h_s}$, $\frac{h}{h_s}$ en $\frac{h}{k}$. Bianchi presenteert vervolgens proefresultaten en geeft lijnen aan als functie van $\frac{h}{k}$ en $\frac{h_s}{k}$,

terwijl Manthey kiest voor een presentatie m.b.v. de grootheden $\frac{k}{h_s}$ en $\frac{h}{h_s}$.

Deze laatste methode werkt iets prettiger omdat voor grote(re) debieten de lijnen niet te dicht bij elkaar liggen als in de figuur volgens Bianchi; er ontstaat geen "puntenwolk".

Wat blijft is dat in beide presentaties de afhankelijkheid van één der grootheden $\frac{k}{h_s}$, $\frac{h}{h_s}$ en $\frac{h}{k}$ verwaarloosd wordt.

Tenslotte dient nog benadrukt te worden dat de lijnen voor de diverse geometrieën bepaald zijn, door bij konstant debiet

($\frac{k}{h_s}$ konstant) de waterstand h te laten toenemen door de schuif aan het eind van de goot omhoog te draaien.

Talaat e.a. [Lit. 17] heeft onderzocht of de overgang van verdronken watersprong ② naar golvende afvoer ③ (toename van de waterstand) bij dezelfde waarde voor $\frac{h}{h_s}$ plaatsvindt als de

overgang van golvende afvoer ③ naar verdronken watersprong ② (afname van de waterstand). Dit blijkt niet het geval te zijn.

In fig. 6.20 is aangegeven de lijn 1 welke aangeeft de overgang ② → ③ wanneer bij konstante $\frac{h_s}{k}$ de waterstand wordt opgevoerd en lijn 2 welke aangeeft de overgang ③ → ② wanneer de waterstand wordt verlaagd.

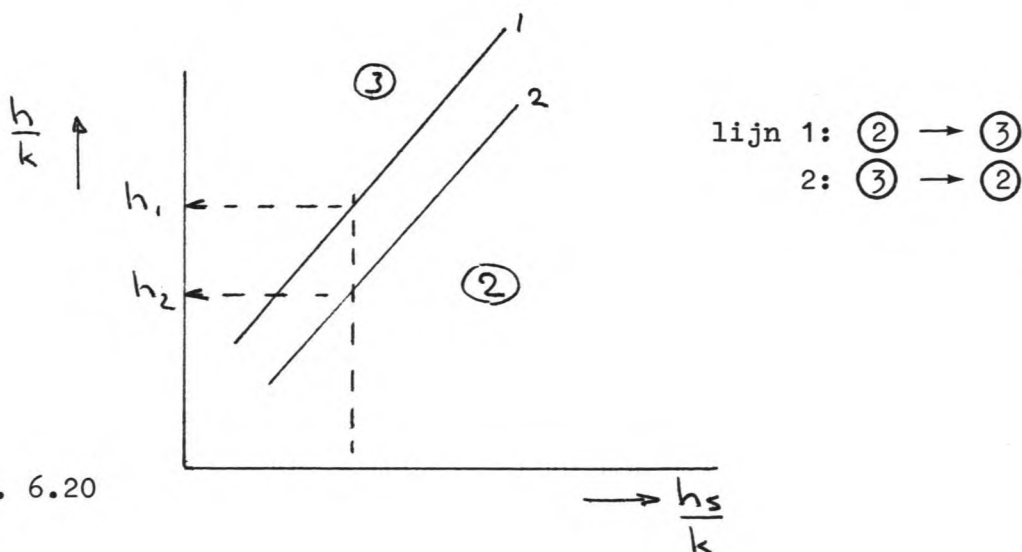


fig. 6.20

Kennelijk zijn de stromingssituaties verdronken watersprong of golvende afvoer vrij stabiel.

Bij toename van de waterstand slaat een verdronken watersprong over in een golvende afvoer bij waterstand h_1 ; bij daling van de waterstand gaat een golvende afvoer over in een verdronken watersprong bij waterstand h_2 , welke kleiner is dan h_1 . Deze ontwikkeling is wel waargenomen in het modelonderzoek, er is geen systematisch onderzoek naar gedaan.

Enkele opmerkingen over stroombeeldontwikkeling

Bij een stortsteenbestorting met een lengte van drie meter een D50 van 0.030 meter en een drempelhoogte van 0.040 meter is de stroombeeldontwikkeling vastgelegd (zie fig. 6.21).

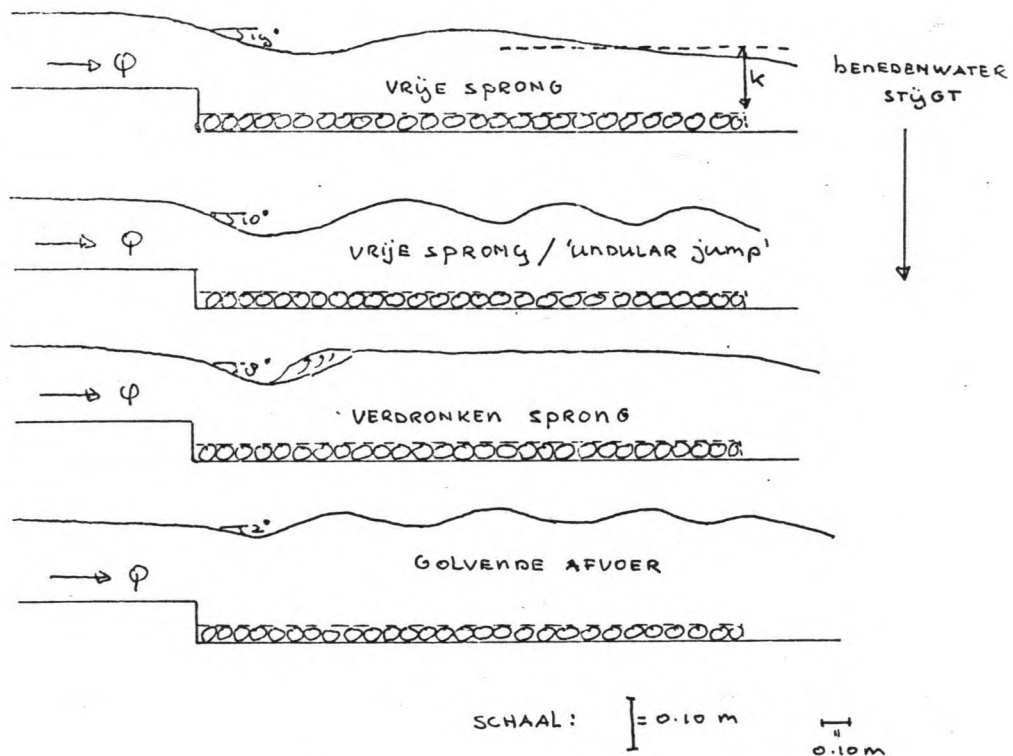


fig. 6.21

Er is duidelijk verschil met het afvoerregiem uit de theorie. Dit blijkt ook uit de foto's die gemaakt zijn in het aanvullend onderzoek.

Het stroombeeld moet gekarakteriseerd worden door parameters en niet door naar het wateroppervlak te kijken. Dit laatste werkt verwarrend. Een golvende sprong kan namelijk bij een bepaalde geometrie en een constant debiet bij een lage en hoge benedenwaterstand voorkomen. Indien we een lange waterstand hebben, spreken we van een vrije sprong (zie par. 3.1.1).

Er is sprake van een bodemstraal (zie fotomap, foto 12-3/6). Opvoeren van de benedenwaterstand geeft een verdronken sprong. Vooral bij lage drempelhoogten lijkt een verdronken sprong op een vrije sprong. Nog verder opvoeren van de waterstand geeft uiteindelijk de golvende afvoer (zie fotomap, foto 12-3/10). Dit is een oppervlakte straal.

Als men een stroombeeld karakteriseert met parameters, kan er geen onduidelijkheid meer over zijn (zie fig. 6.22).

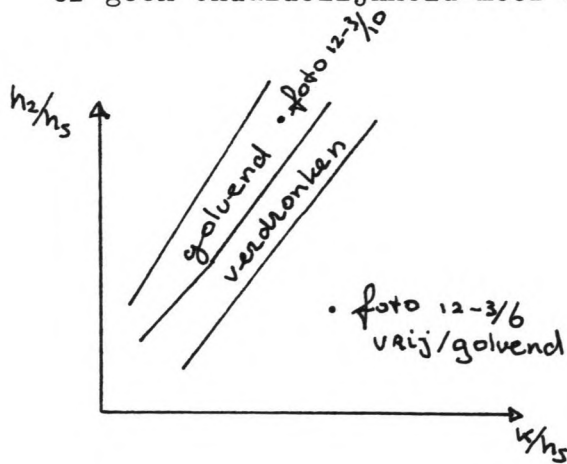


fig. 6.22 Karakterisering stroombeeld met h_2/h_5 en k/h_5

Bepaling stroomvoerende hoogte (h_v)

Voor vrije en verdronken sprongen is het belangrijk om de stroomvoerende hoogte direkt achter de sprong te kunnen berekenen. Hiermee kan de gemiddelde snelheid in de straal bepaald worden.

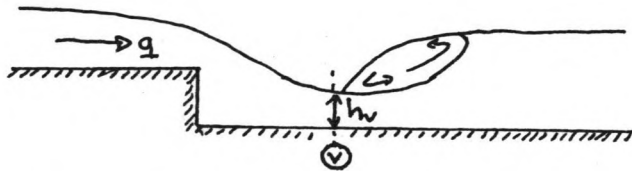


fig. 6.23

Berekende waarden (methode van Moore) worden vergeleken met gemeten waarden uit het aanvullend onderzoek. Het stroombeeld is vrije sprong.

proef	berekend h_v (cm)	gemeten h_v (cm)
RUN III	8.5	11.5
RUN XII	6.1	6.4
RUN VII	6.2	8
RUN XVIII	6.7	7.7

tabel 6.1

De berekende waarden zijn allemaal te laag. De oorzaak hiervan kan zijn dat er gerekend is met een blokvormig profiel.

$$\alpha = \frac{\sum u^3 \cdot h}{\bar{u}^3 \cdot h} = 1$$

Voor RUN XVIII is α geschat uit figuur (S80).

$\alpha = 1.1$ wordt ingevuld in:

$$h_v^3/k + \frac{1}{2}(\alpha)k^2 - E_v/k * h_v^2 = 0$$

h_v wordt nu 7.1 cm. Dit benadert de gemeten waarde beter.

Uit het volgende voorbeeld zal blijken dat de theorie van Moore niet zonder meer toegepast kan worden voor verdronken sprongen. Als voorbeeld wordt het snelheidsprofiel van RUN XIV op $X = 50$ cm gebruikt (figuur S65). De Moore berekening met $\alpha = 1$ levert de volgende vergelijking op:

$$8.197 h_v^3 + 0.00744 - 2.3 h_v^2 = 0.$$

Uit iteratie volgt $h_v = 6.5$ cm. Het werkelijke doorstroomprofiel is veel groter ($h_v = 12$ cm). Misschien zou men met schattingen voor α waarden die voorkomen bij verdronken sprongen, een betere berekening van h_v kunnen maken. Dit wordt hier verder niet uitgewerkt.

6.6.2.2 Snelheidsmetingen

Algemeen

De verdeling van de horizontale snelheden in de vertikaal zijn in diverse stromingssituaties getekend in de figuren S1 t/m S89, RUN I t/m RUN 18.

Getekend zijn: \bar{U} , $U_{\min} = (1-3 r) \bar{U}$, $U_{\max} = (1+3 r) \bar{U}$.

Pas in een later stadium is de snelheidsmolen gebruikt om de gemiddelde snelheid te bepalen op die posities waar veel lucht in het water voorkwam. Zodat in sommige RUN's slechts over een gedeelte van de vertikaal de snelheidsverdeling bekend is.

Allereerst zal, zo mogelijk, per proef (RUN) de karakteristieke ontwikkeling van de snelheidsverdeling in lengterichting beschouwd worden. Daarna zal de voor de proeven waarbij tijdens de M1834-proeven kantelen werd gekonstateerd, getracht worden inzicht te verschaffen in de snelheidsverdeling ter plaatse van kantelen.

RUN I

- bovenstrooms ($X = -70$ cm) is het snelheidsprofiel volledig ontwikkeld.
- dicht bij de sprong is er sprake van een versnellingsgebied, de turbulentie-intensiteit neemt verder af; naast de horizontale component is er ook een verticale component van de snelheid (niet in de tekening aangegeven).
- de overstortende straal drijft de neer vlak achter de sprong (bij de bodem) aan. Door een (turbulente) uitwisseling van snelheid neemt de turbulentie-intensiteit onder in de snelheidsvertikaal zichtbaar toe.
- wanneer de straal de bodem treft, is er een grote snelheidsgradiënt onder in de vertikaal.
De turbulentie-intensiteit is laag, maar omdat $U_{\max} = (1+3 r) \bar{U}$ bereikt U_{\max} toch een hoge waarde.
- na de watersprong verandert de snelheidsverdeling geleidelijk in de richting van een volledig ontwikkeld snelheidsprofiel.
- op 3 m vanaf de sprong is dit profiel nagenoeg bereikt.

RUN II

- de ontwikkeling is vergelijkbaar met RUN I.

RUN III, IV

- in deze proeven is de snelheidsverdeling in de minimale doorsnede achter de sprong gemeten, welke gebruikt kan worden om de theorie van Moore te toetsen.

RUN V

- deze stromingssituatie is opgetreden kort nadat een golvende afvoer is omgeslagen naar een verdrongen watersprong; hoge snelheden komen voor boven in de vertikaal (oppervlakte-afvoer).

RUN VI

- hier zijn geen snelheidsmetingen gedaan.

RUN VII

- hier treedt weer een bodemstraal op; op $X = 22$ cm is de turbulentie-intensiteit boven in het snelheidsprofiel klein, onderin is deze groot door aandrijven van de neer achter de sprong, de snelheidsgradiënt bij de bodem is groot. Op $X = 50$ is te zien dat ook boven in het snelheidsprofiel de turbulentie-intensiteit sterk is toegenomen (door aandrijven van de dekneer).

RUN VIII, IX

- het debiet is gelijk aan het debiet in RUN VII.
- het (veranderde) afvoerregiem heeft een duidelijke invloed op de snelheidsontwikkeling in lengte-richting; hoge gemiddelde snelheden komen boven in de vertikaal voor, bij de bodem bereikt U_{max} hoge waarden door de hoge turbulentie-intensiteit.

RUN X

- de stromingssituatie is vergelijkbaar met RUN I.

RUN XI

- de stromingssituatie is vergelijkbaar met RUN I.

RUN XII

- de snelheidsverdeling is gemeten om de theorie van Moore te toetsen.

RUN XIII

- de stromingssituatie is vergelijkbaar met RUN I.

RUN XIV, XV

- in de overeenkomstige M1834-proef is kantelen opgetreden bij het overgaan van de golvende afvoer (XV) naar verdrongen watersprong (XIV). Is bij golvende afvoer nog sprake van een oppervlakte afvoer (hoge snelheden boven in), bij verdrongen watersprong zijn de snelheidsgradiënten bij de bodem groot (hoge snelheden boven de bestorting).

RUN XVI, XVII

- hoewel de gemiddelde snelheden bij de bodem erg laag zijn, is in deze stromingssituaties kantelen geconstateerd.

RUN XVIII

- in de minimale doorsnede is de snelheidsverdeling gemeten om de theorie van Moore te toetsen.

In een vroeg stadium is besloten om enkele proeven uit de M1834-serie te reproduceren waarbij kantelen was opgetreden i.p.v. trillen. De aanval bij kantelen was meer op een plaats gekoncentreerd, zodat de plaats waar de snelheidsverdelingen bepaald zijn, duidelijk aanwijsbaar waren. M.b.v. deze gemeten snelheden is het wellicht mogelijk een relatie te leggen tussen het kantelen van stenen en de snelheid ter plaatse.

Daartoe is gebruik gemaakt van de proefresultaten in RUN X, XI, XIII, XIV, XVI en XVII.

Bij de tekeningen is aangegeven binnen welk gebied bij de M1834-proeven kantelen is opgetreden. Uit de, binnen dat gebied, gemeten snelheidsverdelingen, is achtereenvolgens bepaald (zie fig. 6.24).

$$\begin{matrix} \bar{u}_{max} & (U_{max})_{max} \\ \bar{u}_{gem} & (U_{max})_{gem} \end{matrix}$$

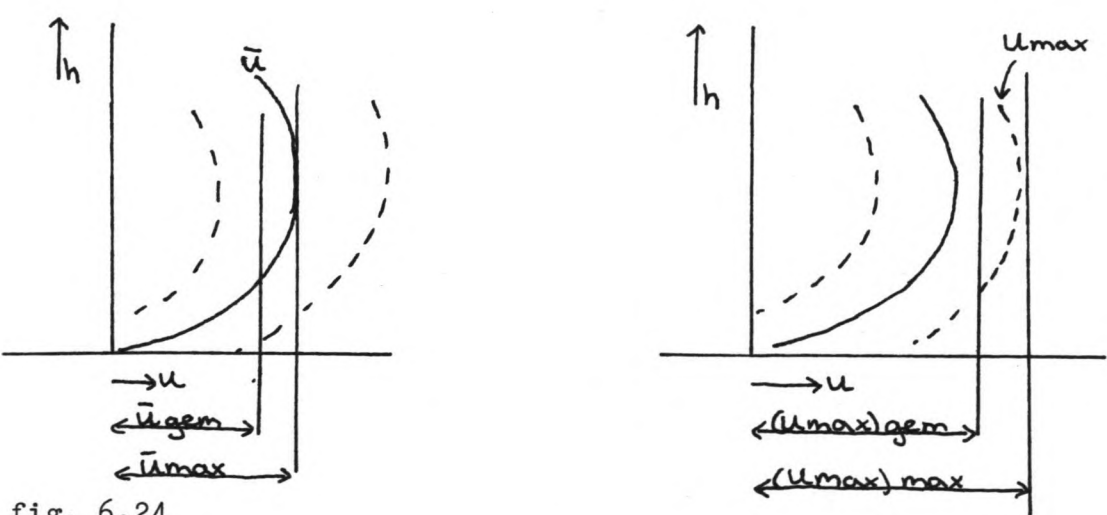


fig. 6.24

Door integratie (sommatie) van het snelheidsprofiel tot dat kan de stroomvoerende hoogte bepaald

worden en met deze \bar{u}_{gem} : $\bar{u}_{gem} =$

Hetzelfde geldt voor $(U_{max})_{gem}$, deze is echter ook in enkele situaties globaal bepaald wanneer niet over de hele hoogte turbulentie-intensiteiten waren gemeten.

Uit deze gemeten snelheden zijn vervolgens bepaald:

$$\begin{matrix} \bar{u}_{max} / \sqrt{g \Delta D_{50}} & (U_{max})_{max} / \sqrt{g \Delta D_{50}} \\ \bar{u}_{gem} / \sqrt{g \Delta D_{50}} & (U_{max})_{gem} / \sqrt{g \Delta D_{50}} \end{matrix}$$

Deze grootheden staan vermeld in tabel: 12 en zijn weergegeven in de figuren A51 t/m A54.

De figuren geven nogal een spreiding te zien. Het is niet duidelijk of een van de afgeleide grootheden gezien kan worden als een stabiliteitskriterium om de stabiliteit van de bestorting vast te stellen.

De volgende tendens is wel zichtbaar:

bij toenemende h neemt $\frac{\bar{u}_{gem}}{\sqrt{g_s D_{50}}}$ af. (Fig. A51 en fig. 6.25).

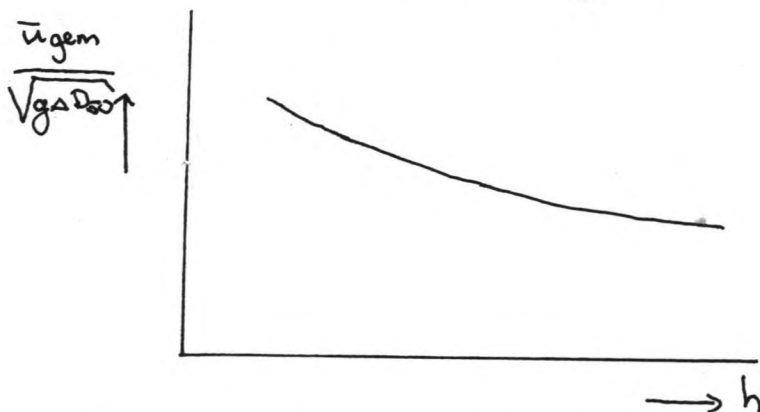


fig. 6.25

Dit betekent dat wanneer de stroomvoerende hoogte boven de bestorting toeneemt, een lagere gemiddelde snelheid mag worden toegelaten om kantelen van stenen te voorkomen. Dit kan aannemelijk gemaakt worden als de volgende twee situaties bekeken worden (fig. 6.26 en 6.27).

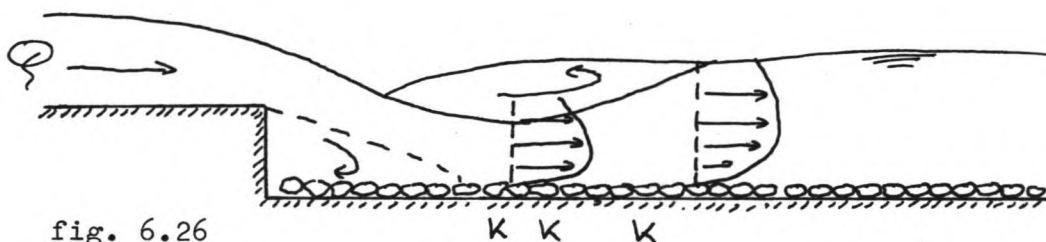


fig. 6.26

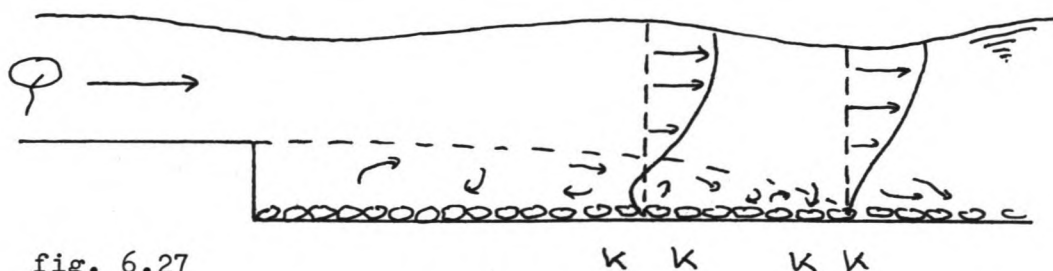


fig. 6.27

In het geval van verdronken watersprong is er in het gebied waar kantelen optreedt sprake van rechte stroomlijnen; snelheden hoog, turbulentie-intensiteit laag.

In het geval van golvende afvoer treedt daarentegen kantelen op in een uitgestrekt nergebied achter de sprong, hier is sprake van sterk gekromde stroomlijnen; snelheden (bij de bodem) laag, turbulentie-intensiteit hoog. Evenals de turbulentie-intensiteit in de verticale snelheid, waardoor een sterk wisselende verticale kracht op de stenen wordt uitgeoefend. Dit betekent dat bij een (relatief) lage gemiddelde snelheid in de stroomvoerende hoogte de stromingssituatie bij de bodem dusdanig ongunstig wordt, dat kantelen optreedt.

De ingewikkelde turbulentie-structuur die in laatstgenoemde stromingssituaties ontstaat, draagt er toe bij dat het niet goed mogelijk is een stabiliteitskriterium vast te stellen uitgaande van de gemiddelde snelheid (\bar{U}_{gem}). Op zijn minst zou hierin ook de snelheidsverdeling tot uiting moeten komen.

Voor de situaties, waarin een verdrongen watersprong optreedt, is het wellicht mogelijk het kriterium volgens Isbash toe te passen. In fig. A51 is te zien dat in vrijwel alle gevallen de meetpunten boven de lijn $\bar{u}_{gem}/\sqrt{gAD_{50}} = 1.2$ liggen. Dit is het

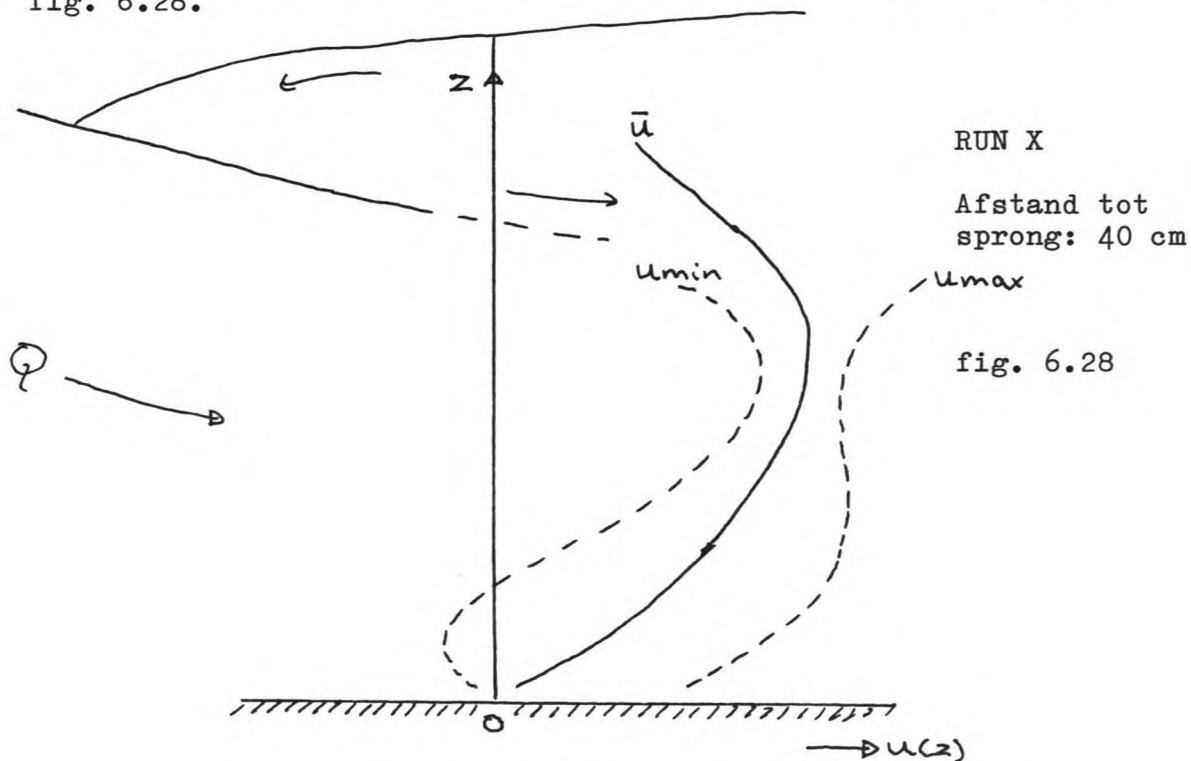
kriterium wat Isbash voorstelt om de maximaal toelaatbare gemiddelde snelheid in de kritieke doorsnede te berekenen. Het moet dan wel mogelijk zijn, uitgaande van geometrie van de konstruktie, debiet en benedenwaterstand een voorspelling te doen van de stroomvoerende hoogte boven die positie waar kantelen verwacht wordt.

Of het kriterium van Isbash in voorkomende gevallen van verdrongen watersprong ook voldoende veiligheid biedt tegen trillen, kan op basis van 1 onderzochte situatie (RUN V) moeilijk bevestigd worden ($\bar{u}_{gem}/\sqrt{gAD_{50}}$ weliswaar > 1.2).

In het geval van een verdrongen watersprong is de plaats waar kantelen optreedt, redelijk bekend en ook blijkt de snelheidsverdeling in de vertikaal op die posities redelijk overeen te stemmen in de onderzochte situaties RUN X, XI, XIII en XIV. Uitgaande van deze snelheidsverdelingen zou onderzocht kunnen worden of de te berekenen schuifspanningssnelheid bij de bodem overeenstemt met die waarde welke volgens diverse onderzoekers gezien wordt als maat voor de stabiliteit. Breusers [Lit. 1, 2] bijvoorbeeld beveelt als stabiliteitskriterium aan:

$$\psi_{krit.} = u_*^2 / g d = 0.03 \text{ à } 0.04$$

Als voorbeeld om deze waarde te toetsen wordt aangegeven: RUN X. De snelheidsverdeling op 40 cm vanaf de sprong is getekend in fig. 6.28.



Wanneer de snelheidsverdeling bekend is, kan bij benadering de schuifspanningssnelheid bepaald worden volgens:
(zie ook fig. 6.29)

$$u_* = \frac{\lambda}{2} \frac{(z_1 + z_2)}{(z_2 - z_1)} * (u_2 - u_1)$$

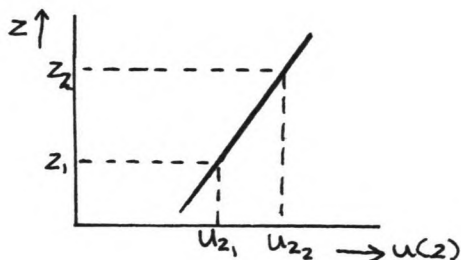


fig. 6.29

Deze formule is toegepast door dicht bij de bodem op 2 verschillende hoogten 2 gemeten waarden voor de gemiddelde snelheid (\bar{u}) te substitueren. Zo ontstaat U_{*} .
Uit deze waarde voor U_{*} is berekend:

$$u_*^2 / \sqrt{g \Delta D_{50}}$$

Eenzelfde berekening is gemaakt voor overeenkomstige posities in RUN XI, XIII en XIV.

Resultaat: $u_*^2 / \Delta g D_{50} (= \psi_{kr.}) \ll 0.03$

(berekende waarden: $0.002 < u_*^2 / \Delta g D_{50} < 0.015$)

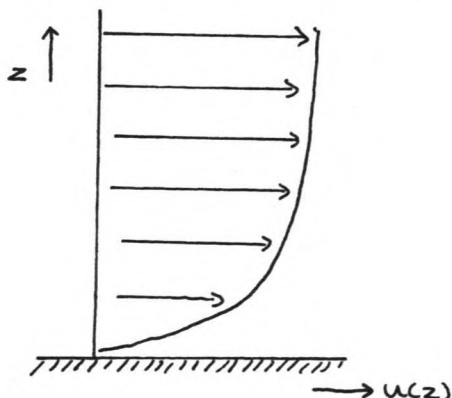
Wanneer beschouwd wordt:

$U_{max} (= (1+3 r) \bar{u})$ in plaats van \bar{u} , dan geldt in order van grootte:
 U_{max} (bij de bodem) = 2 à 3 * \bar{u} , en $u_*^2 / \Delta g D_{50}$: 4 à 9 maal zo groot.

Daarmee wordt wel de kritieke waarde volgens Breusers overschreden.

Toch lijkt deze parameter $\psi_{kr.} = u_*^2 / \Delta g D_{50}$ niet geschikt omdat de

stromingssituatie op de positie van kantelen sterk afwijkt van de situatie welke Breusers beschouwd, n.l. eenparige stroming (fig. 6.30)



- . eenparige stroming over ruwe bodem
- . ontwikkeld snelheidsprofiel
- . Breusers: $\psi_{kr.} = u_*^2 / \Delta g D_{50} = 0.03 \text{ à } 0.$

fig. 6.30

Het snelheidsprofiel, zoals ontstaan in de onderzochte situaties, is sterk vervormd doordat de overstortende straal de neer achter de sprong aandrijft. Daardoor neemt de snelheidsgradiënt onderin het snelheidsprofiel sterk af, terwijl de turbulentie-intensiteit sterk toeneemt.

Stabiliteitskriterium op basis van M1834-gegevens

Met behulp van gemeten lokale snelheden ter plaatse van kantelen is in het voorgaande geprobeerd een relatie vast te stellen tussen snelheid (gekaracteriseerd door \bar{U} of U_{\max}) en stabiliteit. Vooral in stromingssituaties waarin sprake was van golvende afvoer gaf deze benadering een onbevredigend resultaat. Met name, omdat de plaats waar kantelen op zal treden, bij een golvende afvoer niet goed voorspeld kan worden. Dit komt tot uiting in een grote spreiding in de berekende parameters.

Zeker voor stabiliteitskriterium = trillen zal het zonder nader onderzoek niet goed mogelijk zijn een relatie vast te stellen tussen lokale snelheid en steendiameter van de bestorting. Wel is het duidelijk dat het wel of niet trillen van stenen sterk afhangt van de stroombeeldontwikkeling, bepaald door het afvoerregiem.

Daarom lijkt het zinvol, gebruik makend van de M1834-gegevens, een stabiliteitskriterium op te stellen voor verschillende afvoerregiems, ditmaal niet op basis van lokale snelheden maar (gemiddelde) snelheden bovenstrooms of (ver) benedenstrooms.

Gegeven: golvende afvoer (oppervlakte-afvoer).

Aangezien trillen op redelijk grote afstand van de sprong zal optreden en er dan al sprake is van een zekere spreiding van de stroming, is de gemiddelde snelheid benedenstrooms (\bar{V}_2) een geschikte grootte om de stabiliteit vast te stellen. De parameter h_2/h_s lijkt van belang.

Bij de proeven, gedaan om de stroombeeldontwikkeling bij ruwe bodem vast te stellen, was duidelijk zichtbaar dat wanneer, bij konstante spronghoogte h_s , de benedenwaterstand toenam, de stroming een rustiger beeld vertoonde; naar alle waarschijnlijkheid neemt de aanval op de bestorting af.

Wanneer bij konstante benedenwaterstand h_2 de spronghoogte afneemt, benadert de stroming steeds meer de situatie volgens stromende afvoer (gunstig voor de bestorting). Zie fig. 6.31.

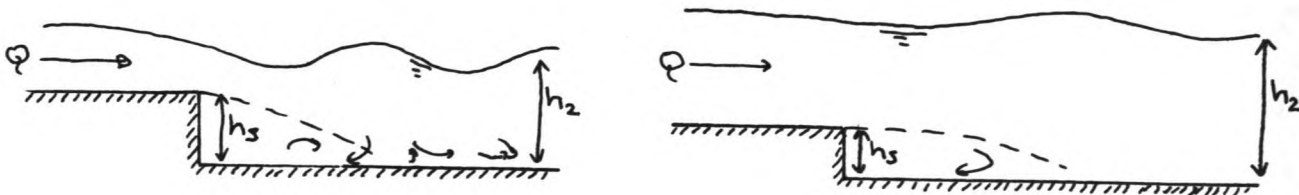


fig. 6.31 a. h_2/h_s klein

b/. h_2/h_s groot

. $\bar{V}_2/\sqrt{g_s D_{50}}$ klein

. $\bar{V}_2/\sqrt{g_s D_{50}}$ groot (relatie)

Om dit verband te toetsen is in fig. A55 uitgezet de

$$\frac{\bar{v}_2}{\sqrt{g d s_0}} \quad \text{als functie van} \quad \frac{h_2}{h_s}$$

Voor de waarden $\frac{\bar{v}_2}{\sqrt{g d s_0}}$ is gebruik gemaakt van tabel M1834:2, idem voor $\frac{h_2}{h_s}$.

De onderbroken getrokken lijn geeft een ondergrens aan voor de stabiliteit.

Dat lokaal, t.p.v. trillen, de turbulentie-intensiteit van belang is, wordt reeds in rapport M1834 opgemerkt. Bij toenemende spronghoogte h_s is op gelijke posities t.o.v. de sprong een grotere turbulentie-intensiteit gemeten. Dit correspondeert met fig. 6.31 a; door het sterk golvende karakter is het stromingspatroon bij de bodem zeer grillig.

Gegeven: verdronken watersprong (bodem-straal).

Omdat nu trillen vlak achter de sprong gekonstateerd wordt en de stroomvoerende hoogte op die positie niet veel afwijkt van de hoogte van de overstortende straal op de sprong, is de gemiddelde snelheid \bar{v}_1 op de sprong een geschikte grootte om de stabiliteit vast te stellen.

Ook nu lijkt de parameter h_2/h_s van belang.

Wanneer de grootte van h_2/h_s toeneemt, neemt de straal-aanval, door kleinere hoek van inval (α), op de bodem af. (fig. 6.32).

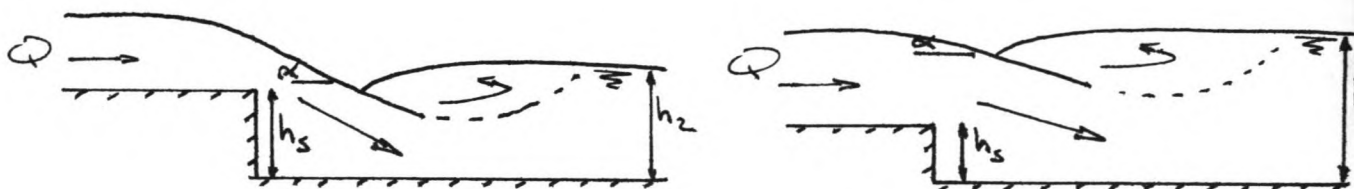


fig. 6.32

- $\frac{h_2}{h_s}$ klein
- hevige straalaanval

- $\frac{\bar{v}_1}{\sqrt{g d s_0}}$ laag

- $\frac{h_2}{h_s}$ groot
- minder hevige straalaanval

- $\frac{\bar{v}_1}{\sqrt{g d s_0}}$ hoger

Om dit verband grafisch weer te geven is weer gebruik gemaakt van de gegevens uit tabel M1834:2.

Weer is een onderbroken getrokken lijn aangegeven welke een ondergrens aangeeft voor de stabiliteit (fig. A56).

7. Konklusies en aanbevelingen

Aan de hand van de in dit rapport gepresenteerde onderzoeken worden de volgende konklusies getrokken.

- K1: Het mechanisme dat ervoor zorgt dat een steen instabiel wordt, is niet gevonden.
- K2: Wel is uit het dia en ons aanvullend onderzoek gebleken dat er een verband bestaat tussen de lokale bodemsnelheid op 1 D₅₀ van de bodem en de stabiliteit voor stromingssituaties die veel overeenkomst vertonen in turbulentie-structuur en intensiteit (stroombeeld). De invloed van de relatieve turbulentie is weergegeven in de figuren A13 en A14.
- K3: Indien men alle stromingssituaties bij elkaar neemt en vervolgens karakteristieke grootheden die volgen uit gemeten snelheidsprofielen bepaalt ($\bar{U} + 3 R\bar{U}$, U_{\max} , $(U + 3 RU)_{\max}$, $U_{\#}$), blijkt dat er geen duidelijke relatie is met de stabiliteit van de stenen.
- K4: Het gebruik van $U_{\#}$ in een criterium zou goed kunnen zijn. De schuifspanningssnelheid volgt echter uit beschouwingen voor eenparige stromingen. In de praktijk wordt $U_{\#}$ vaak gebruikt in niet eenparige situaties. Het snelheidsprofiel (gradiënt) bij niet eenparige stroming (hieruit volgt $U_{\#}$) heeft niets te maken met het profiel voor eenparige stroming.
- K5: Uit ons aanvullende onderzoek is gebleken dat het criterium
$$\frac{\bar{U}}{\sqrt{g \Delta D_{50}}} \leq 1.20$$
 voldoet voor verdronken sprongen. Dit is het criterium van Isbash. \bar{U} is de gemiddelde snelheid in de kritieke doorsnede. Deze is echter alleen te berekenen indien de stroomvoerende hoogte in de kritieke doorsnede te bepalen is.
- K6: De stroomvoerende hoogten zijn alleen bij vrije watersprongen te berekenen. Dit stroombeeld komt echter niet voor in de praktijk. Het is wenselijk dat men de stroomvoerende hoogte voor een verdronken sprong kan berekenen. In ons onderzoek zijn er metingen gedaan die informatie geven over stroomvoerende hoogten en snelheidsprofielen bij verdronken sprongen.
- K7: Het afvoerregiem van de abrupte sprong (het stroombeeld dat ontstaat), is te bepalen als functie van het debiet, de drempelhoogte, de benedenwaterstand en de ruwheid. Vanuit de literatuur bestonden er alleen gegevens voor een gladde bodem.
- K8: Voor de stroombeeldbepaling is het van belang de waterstand vlak achter de drempel te weten (h_2). Deze wordt echter beïnvloed door de ruwheid omdat er een aanzienlijk verhang op kan treden bij ruwe bodems. Dit verhang is goed te berekenen.
- K9: Voor kokers met hoge benedenwaterstanden en kleine ruwheden is een voorspelling van de snelheidsontwikkeling achter de sprong mogelijk met de straaltheorie van Rajaratnam. Voor alle andere situaties gaat deze theorie niet op. De meeste literatuurgegevens gaan uit van hoge benedenwaterstanden, grote Froude getallen bovenstrooms en kleine ruwheden. De M1834 resultaten vallen meestal buiten het bereik waarvoor de literatuurgegevens geldig zijn.

K10: Het stroombeeld (bodem of oppervlakte-straal) achter een koker kan nu voorspeld worden.
 Per stroombeeld is een stabiliteitskriterium afgeleid.
 Voor lage drempels is een apart kriterium afgeleid omdat de stroombeeldverschillen vervagen bij lage drempelhoogten.
 Het is nu mogelijk om met de parameters h_2/h_k , h_s/h_k , F_k de $(V_k/\sqrt{g \Delta D_{50}})$ kritisch te bepalen.

Tenslotte worden er nog enkele aanbevelingen gedaan.

- A1: Nu er meer bekend is over de stroombeeldontwikkeling is het belangrijk om achter het mechanisme te komen dat een steen doet kantelen. Duidelijk is dat de relatieve turbulentie-intensiteit een grote invloed heeft. De invloed van de turbulentie-structuur is onbekend.
- A2: In het volgende onderzoek zal het snelheidsprofiel dat bij de bodem aankomt goed gedefinieerd moeten zijn.
- A3: Er zal een beter kriterium voor instabiliteit moeten worden gevonden. Dus niet meer trillen of kantelen van 5 stenen, maar een bepaalde schade extrapoleren naar nul.
- A4: Indien het mechanisme bekend is, kan opnieuw naar de metingen die in ons onderzoek gedaan zijn, worden gekeken. Dan is er wellicht wel een verband te vinden tussen de karakteristieke grootheden die uit het snelheidsprofiel volgen en de stabiliteit.
- A5: De stroombeeldontwikkeling achter kokers is voorspeld met behulp van een theorie met veel aannames en een beperkt aantal meetgegevens in een beperkte range.
Experimenteel onderzoek naar de stroombeeldontwikkeling achter kokers is noodzakelijk.

LITERATUUR

1. BREUSERS, N.H.G., Lecture notes on sechment transport 1. International course in hydraulic engineering, Delft, 1974-1975.
2. BREUSERS, N.H.G.; SCHUKKING, W.H.P., Begin van beweging van bodemmateriaal. Speurwerkverslag S159-I, Waterloopkundig Laboratorium, Delft, 1971.
3. BIANCHI, A., Osservazioni sperimentali sui fenomemi idraulici generati da un salto di fondo in un canale rettangolone. Memorie e studi Instituti di idraulica e costruzioni idrauliche del politecnico di Milano n. 295 1981.
4. BLAISDELL, F.W., DONNELLY, C.A., Straight Drop Spillway Stilling Basin. Proceedings of the American Society of Civil Engineers Journal of the Hydraulic Division, May 1975, pp 101-129.
5. De GROOT, M.B., Methode Bepaling Bodemschuifspanning uit Gemeten Stroomvertikalen. Notitie DDWT-81-479, Rijkswaterstaat, sept. 1981.
6. HEYDRA, G., Lozingsmiddel Zoommeer, Waterloopkundig Laboratorium, Rapport M1711, Delft 1982.
7. EN-YUH HSU, Discussion on Control of the hydraulic jump by sills, by John W. Forster and Raymond A Skrinde. Transactions, American Society of Civil Engineers, vol 115, pp 1003-1006, 1950.
8. MANTHEY, T., Investigation of Flow over a Vertical Drop in a trapezoidal channel. International commission on Irrigation and Drainage, Gdansk 1970.
9. MOORE, W.L., Energy loss at the base of a free overfall. Transactions, American Society of Civil Engineers, vol. 108, pp 1343-1360, 1943.
10. PETERKA, A.J. and BREADLEY, J.N., Hydraulic jumps on a horizontal apron (Basin I), paper 1401, Proceedings, American Society of Civil Engineers, Journal Hydraulics Division, vol. 83, no HY5, pp 1-14.
11. PETERKA, A.J., Hydraulic Design of Stilling basins and energy dissipators. U.S. Dept. of the Interior, Bureau of Reclamation, 1978.
12. RAND, W., Flow geometry at straight drop spillways, paper 791. Proceedings, American Society of Civil Engineers, vol. 81, pp 1-13, 1955.
13. RAJARATNAM, N, Turbulent Jets. Amsterdam, Elsevier Publ. Comp. 1976.
14. RAJARATNAM, N, Plane Turbulent Reacttached Wall Jets, Proceedings of the American Society of Civil Engineers, Journal of the hydraulic division no. HY1, pp 95-112, January 1968,

LITERATUUR (vervolg)

15. Research studies on stilling basins, energy dissipators, and associated appurtenances, U.S. Bureau of Reclamation, Hydraulic Laboratory, Report No. HYd-399, June 1, 1955.
16. SCHLICHTING, H., Boundary Layer Theory, Mc Graw - Hill Book Co., Inc., New York, 1955.
17. TALAAT, A.M., Abflussverhältnisse an schlabstürzen, mitteilungen heft, Der Technischen Universität Braunschweig, 1980-1983.
18. UWLAND, J., Stabiliteit stortsteen onmiddellijk na konstrukties, Waterloopkundig Laboratorium, rapport M1834, Delft, 1982.
19. De VRIES, M., Inleiding Vloeistofmechanica, College dictaat b72, Delft 1978, Afdeling der Civiele Techniek T.H. Delft.
20. De VRIES, M., Waterloopkundig Onderzoek, College dictaat b80, Delft 1977, Afdeling der Civiele Techniek, T.H. Delft.
21. WHITE, M.P., White on energy loss, Discussion, Transactions, American Society of Civil Engineers, vol. 108, pp 1361-1364, 1943.
22. GILL, M.A., Hydraulics of rectangular vertical drop structures. I.A.H.R. Journal of hydraulic research, Volume 17, no. 4, 1979.
23. EATON, J.K., Turbulent Flow Reattachment, 1980.
24. POPP, Experimentelle Untersuchungen hinter eine Stufe, Karlsruhe. Institut für Hydromechanik, 1979.
25. PAINTAL, A.S., Concept of Critical Shear Stress in Lase Boundary Open Channels, Journal of Hydraulic Research, no. 1, 1971.
26. CHOW, V.T., Open-Channel Hydraulics, McGraw - Hill Book Company, New York - London, 1959.

Bijlage I

Verhanglijnberekening

Om het stroombeeld te bepalen is het nodig de waterstand vlak achter de sprongen te weten (h_2).

Deze is te berekenen. Indien de bodem horizontaal is, hebben we de zogenaamde H type verhanglijn.

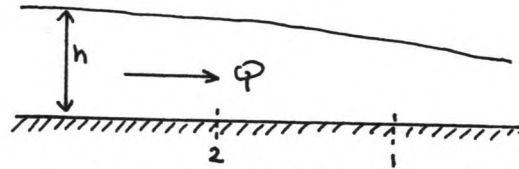


fig. 1 H type verhanglijn voor subkritisch water

De vergelijking van de stuwkromme is als volgt

$$\left[1 - \frac{u^2}{g \cdot h}\right] \frac{dh}{dx} = - \frac{u|u|}{c^2 \cdot h} \quad \text{of} \quad (1)$$

$$\left[\frac{1}{4} h^2 - \frac{q^2}{g \cdot h}\right]_2 = - \frac{q^2}{c^2} x \Big|_1^2 \quad (2)$$

Voor de laboratoriumgoot nemen we voor de constante van Chèzy:

$$C = 18 \log 12 \frac{h}{D_{50}} \quad (3)$$

Deze waarde is niet konstant over de lengte omdat de waterhoogte over de lengte varieert. Voor de waterhoogte h schatten we een gemiddelde en nemen aan dat C konstant is.

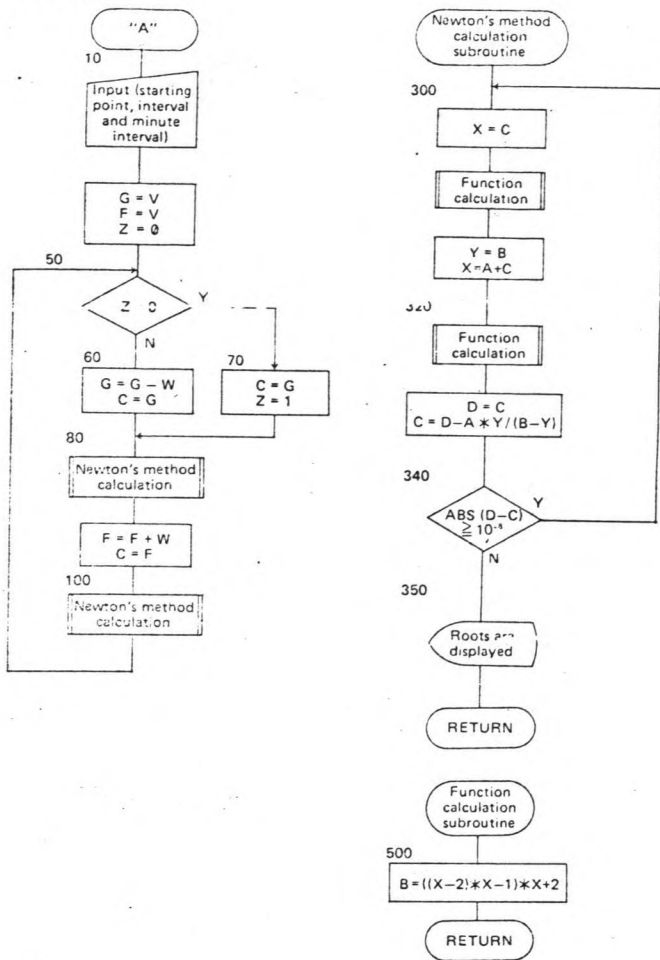
Als voorbeeld worden nu proefresultaten vergeleken met een berekening. De berekening gaat als volgt:

Vergelijking (2) wordt als volgt geschreven:

$$\frac{1}{4} h_2^4 - \left(\frac{q^2}{g}\right) h_2 - \left\{ \frac{1}{4} h_1^4 - \left(\frac{q^2}{g}\right) h_1 - \left(\frac{q^2}{c^2}\right) x_2 + \left(\frac{q^2}{c^2}\right) x_1 \right\} = 0 \quad (4)$$

Verdelijking (4) is een vierdegraads vergelijking in h_2 , die iteratief opgelost kan worden. Dit kan met de methode van Newton op een pocket computertje.

FLOWCHART



PROGRAM LISTING

```

10: "A": INPUT "START POINT"
   NT="IV
20: INPUT "MINUTE INTV. = "
   "IA
30: INPUT "INTERVAL=":W
40: G=V:F=V:Z=0
50: IF Z=0 GOTO 70
60: G=G-W:C=G:GOTO 80
70: C=G:Z=1
80: GOSUB 300
90: F=F+W:C=F
100: GOSUB 300
110: GOTO 50
120: END
300: X=C:GOSUB 500
310: Y=B:X=A+C
320: GOSUB 500
330: D=C:D=D-A*Y/(B-Y)
340: IF ABS(D-C)>=1E-5
   GOTO 300
350: BEEP 3:PRINT C
360: RETURN
500: B=((X-2)*X-1)*X+2
510: RETURN
    
```

275 bytes

MEMORY CONTENTS

A	Minute interval
B	f(x)
C	X ₀
D	f(x+h)
E	
F	✓
G	✓
H	
I	
J	
K	
L	
M	
N	
O	
P	
Q	
R	
S	
T	
U	
V	Starting point
W	Interval width
X	x
Y	f(x)
Z	Initial flag

fig. 2 'Program Listing' en 'Flowchart' voor de methode van Newton

In onderstaande tabel worden nu diverse berekende waterhoogte met de gemeten waardes vergeleken. X is de afstand tot de sprong.

Proef	X ₄ = 2 m		X ₃ = 3 m		X ₂ = 4 m		X ₁ = 5 m
	h ber.	h gem.	h ber.	h gem.	h ber.	h gem.	
RUN III	0.218	0.219	0.211	0.214	0.205	0.205	0.197
RUN IV	0.257	0.258	0.255	0.256	0.253	0.253	0.250

Tabel 1 Vergelijking berekend en gemeten verhang

Uit tabel 1 blijkt dat de berekende waarden goed overeenkomen.

Tenslotte wordt er nog een rekenvoorbeeld gegeven van de verhanglijn van RUN III.

De gemeten waarden zijn: $h = 0.219$ m voor $X = 2$ m
 $h = 0.214$ m voor $X = 3$ m
 $h = 0.207$ m voor $X = 4$ m
 $h = 0.197$ m voor $X = 5$ m

$$\bar{h} = 0.210 \quad C = 18 \log \frac{12 \times 0.210}{D50} = 34,64 \text{ m}^{\frac{1}{2}}/\text{s}$$

$$D50 = 0.03 \text{ m}$$

$$q = 0.2 \text{ m}^2/\text{s}$$

$$D = \left(\frac{1}{4} h_1^4 - \frac{q^2}{g} h_1 - \frac{q^2}{c^2} x_2 + \frac{q^2}{c^2} x_1 \right)$$

$$\begin{array}{l} \text{Voor } X_1 - X_2 = 1 \text{ (m)} \quad \text{geldt } D = -3.9339 \times 10^{-4} \\ \text{Voor } X_1 - X_3 = 2 \text{ (m)} \quad \text{geldt } D = -3.6005 \times 10^{-4} \\ \text{Voor } X_1 - X_4 = 3 \text{ (m)} \quad \text{geldt } D = -3.2672 \times 10^{-4} \end{array}$$

Nu is de vergelijking (4) op te lossen met de methode van Newton (figuur 2).

Bijlage II-A

Snelheidsontwikkeling achter koker volgens Rajaratnam [Lit. 14]

Op basis van modelresultaten presenteert Rajaratnam een snelheidsverdeling in de vertikaal voor een doorsnede op afstand X van de sprong. Deze experimenten zijn uitgevoerd bij relatief hoge benedenwaterstanden ($h_2 > 20h_s$) en kleine kokerhoogten ($h_k \leq h_s$). De bodem van de goot is glad (fig. -1).

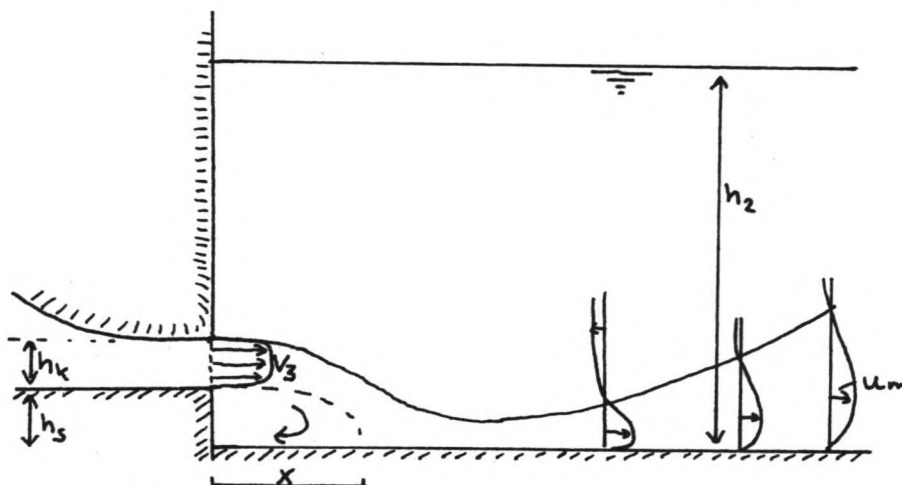


fig. -1 Stroombeeldontwikkeling volgens Rajaratnam

Om een vergelijking met de proefresultaten M1834 mogelijk te maken, is gekozen voor situatie IIIa12C1; hier is een duidelijke bodemstraal gekonstateerd (fig. -2).

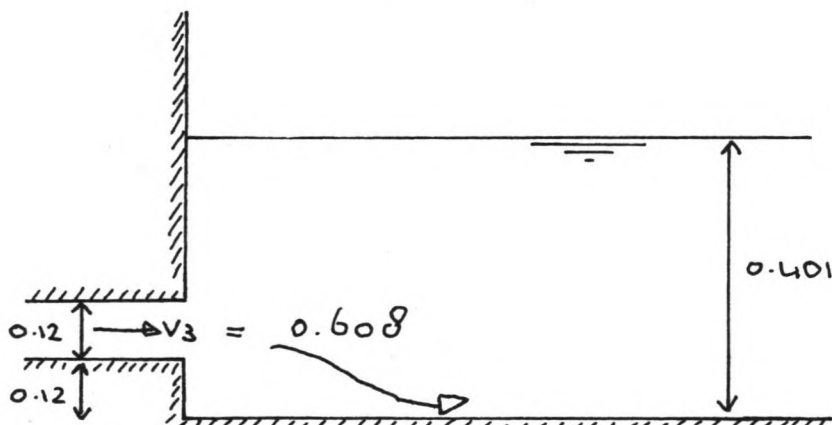


fig. -2

De gemeten snelheden staan in onderstaande tabel.

	X = 0.25	0.80	1.40	2.05
Hoogte t.o.v. bestorting	Gem. snelheid \bar{u}	\bar{u}	\bar{u}	\bar{u}
0.02	-	0.380	0.305	0.140
0.10	0.318	<u>0.530</u>	<u>0.437</u>	<u>0.263</u>
0.20	<u>0.574</u>	0.152	0.179	0.234
0.30	-	-	0.032	0.124
0.37	-	-	0.021	0.073

De maximum gemeten snelheden in iedere vertikaal zijn onderstreept en worden gelijk gesteld aan U_m .

De snelheidsverdeling volgens Rajaratnam is ontleend aan fig. 11 van [Lit. 14] : RUN D-1.

Dan kunnen de volgende grootheden worden bepaald:

X	X/hk	gemeten U_m	$U_m/U_o = U_m/v_3$	U_m/v_3 (Raj.)
.25	2.08	0.57	0.94	1.0
.80	6.67	0.53	0.87	0.87
1.40	11.7	0.44	0.72	0.78
2.05	17.1	0.26	0.43	0.75

Bijlage II-B

Snelheidsontwikkeling achter kokers volgens Rajaratnam:
plane turbulent wall jets Lit. 13

Rajaratnam stelde een theorie op voor en deed proeven naar de snelheidsverdeling in de vertikaal als functie van de afstand tot de sprong waarbij de geometrie bestond uit een koker welke uitmondt op een vlakke vloer ($\theta = 0$).
De benedenwaterstand is relatief hoog
De bodem is ruw.

Onderstaande situatie is ontleend aan fig. 10.16, blz. 223 e.v. (fig. -3).

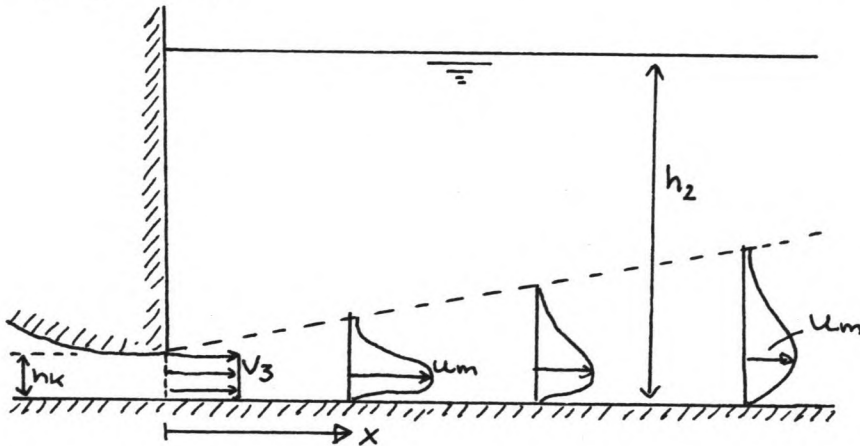


fig. -3 Snelheidsontwikkeling volgens Rajaratnam

De grootte van U_m wordt dimensieloos gepresenteerd:

$$u_m/v_3 = C - 0.54 \log [x/d_{50}] \quad , \quad C = f [d_{50}, h_k]$$

De modelresultaten M1834, welke een vergelijking mogelijk maken, zijn die waar een bodemstraal optreedt, de kokerhoogte klein is t.o.v. de waterstand, de spronghoogte liefst klein is en de d_{50} klein is.

De volgende M1834-proeven worden behandeld:
IIIa4D1, IIIa8D1, IIIa12C1 en IIIa4D2.

IIIa4D1: fig. -4

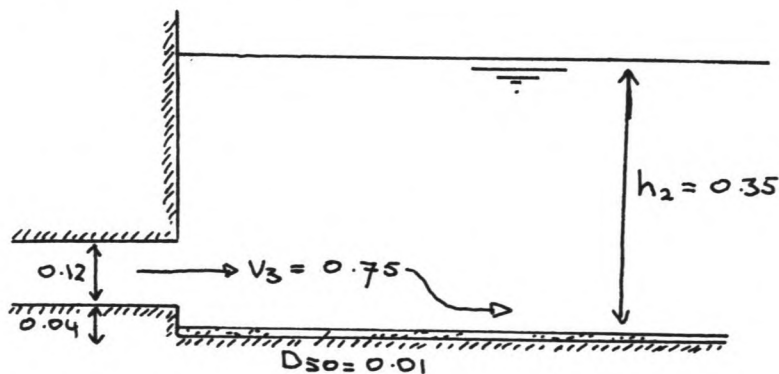


fig. -4

$$\begin{matrix} d_{50} = 0.01 & \frac{d_{50}}{h_k} = 0.083 & \xrightarrow{\text{Raj.}} & C = 1.8 \\ h_k = 0.12 & & & \end{matrix}$$

$$\frac{U_m}{v_3} = 1.8 - 0.54 \log \left[\frac{x}{0.01} \right] = (U_m/v_3)_{\text{Raj.}}$$

X	U_m gem.	U_m/v_3	(U_m/v_3) Raj.
0.25	0.80	1.07	1.05
0.80	0.75	1.0	0.77
1.40	0.51	0.68	0.64
2.05	0.36	0.48	0.55

IIIa8D1: $d_{50} = 0.01$ $h_k = 0.12$
 $h_2 = 0.397$ $v_3 = 0.60$
 $c = 1.8$

X	U_m gem.	U_m/v_3	(U_m/v_3) Raj.
0.25	0.64	1.07	1.05
0.80	0.57	0.95	0.77
1.40	0.45	0.75	0.64
2.05	0.29	0.48	0.55

IIIa12C1: $d_{50} = 0.01$ $h_k = 0.12$
 $h_2 = 0.401$ $v_3 = 0.608$
 $c = 1.8$

X	U_m gem.	U_m/v_3	(U_m/v_3) Raj.
0.25	0.57	0.94	1.05
0.80	0.53	0.87	0.77
1.40	0.44	0.72	0.64
2.05	0.26	0.43	0.55

IIIa4D2: $d_{50} = 0.02$ $h_k = 0.12$
 $h_2 = 0.351$ $v_3 = 0.855$
 $c = 1.75$

X	U_m gem.	U_m/v_3	(U_m/v_3) Raj.
0.25	0.99	1.16	1.16
0.80	0.84	0.98	0.88
1.40	0.53	0.62	0.75
2.05	0.40	0.47	0.66

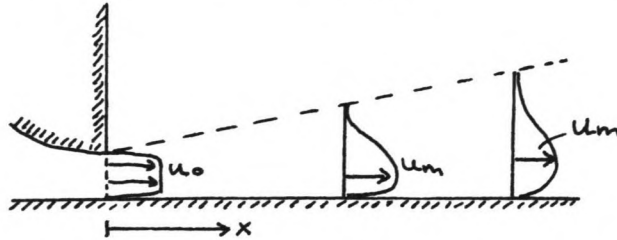
Bijlage II-C

Bruikbaarheid theorie Rajaratnam voor situatie met vlakke vloer.

Dezelfde theorie als in bijlage B gepresenteerd, wordt hier gebruikt.

De grootte van U_m wordt dimensieloos weergegeven:

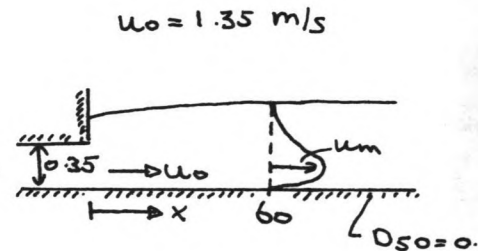
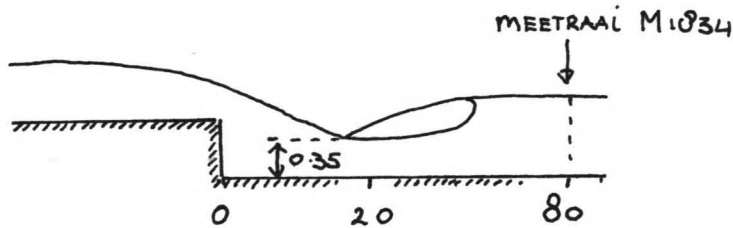
$$\frac{U_m}{U_0} = C - 0.54 \log \left[\frac{x}{d_{50}} \right], \quad C = f [d_{50}, b]$$



De volgende M1834-resultaten worden bekeken: I4A3, I4B2, I4C3.

I4A3: (het stroombeeld volgt uit de later te behandelen (hfdst.4) dia presentatie).

- vrije watersprong.



$$d_{50} = 0.03$$

$$h_k = b = 0.035$$

$$\text{Rajaratnam: } C = 1.75$$

$$\frac{U_m}{U_0} = 1.75 - 0.54 \log \frac{x}{0.03}$$

$$x = 0.60 : \text{Rajaratnam: } \frac{U_m}{U_0} = \underline{1.05}$$

gemeten maximum snelheid op $x = 0.60$ (80 cm vanaf sprong):

$$U_m = 0.63 \text{ m/s}$$

$$\text{ofwel } \frac{U_m}{U_0} = \underline{0.47}$$

I4B2: verdronken watersprong.

$$\left. \begin{array}{l} d_{50} = 0.02 \\ h_k = 0.05 \end{array} \right\} \longrightarrow C = 1.75$$

$$U_o = 0.93 \text{ m/s}$$

(gemeten op 20 cm vanaf sprong, eerstvolgende meetraai op 80 cm, dus $x = 60$ cm).

$$\text{Rajaratnam: } \frac{U_m}{U_o} = 1.75 - 0.54 \log \left[\frac{x}{0.02} \right]$$

$$x = 0.60 : \frac{U_m}{U_o} = \underline{0.95}$$

gemeten maximum snelheid op $x = 0.60$: $U_m = 0.52$ m/s

$$\text{ofwel } \frac{U_m}{U_o} = \underline{0.57}$$

I4C3: verdronken watersprong.

$$\left. \begin{array}{l} d_{50} = 0.03 \\ h_k = 0.07 \end{array} \right\} \longrightarrow C = 1.75$$

$$U_o = 1.29 \text{ m/s}$$

(gemeten op 30 cm vanaf de sprong, eerstvolgende meetraai op 80 cm, dus $x = 50$ cm).

$$\text{Rajaratnam: } \frac{U_m}{U_o} = 1.75 - 0.54 \log \left[\frac{x}{0.03} \right]$$

$$x = 0.50 : \frac{U_m}{U_o} = \underline{1.29}$$

gemeten maximum snelheid op $x = 0.50$: $U_m = 0.74$ m/s

$$\text{ofwel } \frac{U_m}{U_o} = \underline{0.57}$$

Bijlage III: Verwerking meetresultaten stroombeeldontwikkeling bij ruwe bodem

Situatie I12X2 $h_s = 0.12$ $d_{50} = 0.02$
 $Q = 0.038653 \text{ m}^3/\text{s}$
 $K = 0.0984 \text{ m} \frac{\text{K}}{h_s} = 0.82$

instelling	foto	gemeten waterstanden						hoek v. inval α	berekende w.s.		regiem
		h_1	h_3	h_4	h_2	h_5	h_6		h_2	$\frac{h_2}{h_s}$	
1	12 ^B	.2898	.2739	.154	.154	.151	.142	45°	.134	1.12	①
2	13 ^B	.2902	.2740	.180	.174	.173	.170	30°	.154	1.28	①
3	14 ^B	.2897	.2746	.182	.178	.1755	.173	30°	.158	1.32	①
4	15 ^B	.2903	.2759	.189	.186	.184	.181	25°	.166	1.38	②
5	16 ^B	.3062	.2819	.2245	.224	.223	.222	15°	.204	1.70	②
6	17 ^B	.3077	.2829	.2295	.229	.228	.227	15°	.209	1.74	③
7	18 ^B	.3132	.2921	.247	.247	.247	.2465	5°	.227	1.89	③
8	19 ^B	.3292	.3257	.279	.2785	.278	.2765	-	.2585	2.15	④

index correctie	
.1738	.1739 .020

Bijlage IV

Verwerking meetresultaten snelheidsmeting.

Run : 5 derde versie
Korrelgrootte : 3.00 cm
Waterstand : 20.71 cm
Plaats t.o.v. sprong: 19 cm

I.K. =	Hoogte	Hor snel	Hor rms
		(v)	(mv)
	4.28		
	7.64	-0.57	510
	8.14	-0.30	599
	8.64	0.07	646
	9.14	0.62	722
	10.14	1.89	802
	11.14	3.62	777
	12.14	5.07	509
	14.14	5.79	281
	17.14	6.05	176
	19.64	6.38	136

Run: 5
Plaats t.o.v. sprong: 19 cm

Hoogte H	U	RMS	R	$U-3R\backslash U\backslash$	$U+3R\backslash U\backslash$
(cm)	(m/s)	(m/s)		(m/s)	(m/s)
0.36	-0.114	0.1020	0.8947	-0.420	0.192
0.86	-0.060	0.1198	1.9967	-0.419	0.299
1.36	0.014	0.1292	9.2286	-0.374	0.402
1.86	0.124	0.1444	1.1645	-0.309	0.557
2.86	0.378	0.1604	0.4243	-0.103	0.859
3.86	0.724	0.1554	0.2146	0.258	1.190
4.86	1.014	0.1018	0.1004	0.709	1.319
6.86	1.158	0.0562	0.0485	0.989	1.327
9.86	1.210	0.0352	0.0291	1.104	1.316
12.36	1.276	0.0272	0.0213	1.194	1.358

Waterstand: 13.4 cm

