

A black and white photograph of a river scene. In the foreground, a concrete weir structure is visible, with water flowing over it and creating a turbulent, white-water area. To the left of the weir, there is a measurement station with a vertical scale and a float. The river continues into the background, flanked by grassy banks and bare trees. The overall scene is a typical hydraulic engineering field site.

Landbouwhogeschool Wageningen

KORTE INLEIDING TOT DE HYDRAULICA

452-01



D.A. Kraijenhoff van de Leur
R.H. Pitlo

Vakgroep Hydraulica en Afvoerhydrologie
1974

61403

f 2,45

LANDBOUWHOGESCHOOL WAGENINGEN

KORTE INLEIDING TOT DE HYDRAULICA

452 - 01

D.A. Kraijenhoff van de Leur

R.H. Pitlo

VAKGROEP HYDRAULICA EN AFVOERHYDROLOGIE

1974

INHOUD

	<u>Pagina</u>
1. <u>Algemene inleiding.</u>	1
1.1 Inleiding.	1
1.2 Doelstellingen.	2
1.3 Historische ontwikkeling.	4
2. <u>Enkele basisbegrippen.</u>	5
2.1 Vaste stof, vloeistof en gas.	5
2.2 Continuïteitsvoorwaarde.	5
2.3 Viscositeit.	6
2.4 Laminaire en turbulente stroming.	7
2.5 Soorten van beweging.	8
2.6 Dimensies en eenheden.	9
3. <u>Hydrostatica.</u>	11
3.1 Wet van Pascal.	11
3.2 Piëzometrisch niveau.	12
3.3 Hydrostatische drukverdeling.	14
4. <u>Hydrodynamica.</u>	17
4.1 Wet van Bernoulli.	17
4.2 Stroomsnelheidsmetingen.	19
4.2.1. Pitotbuis.	19
4.2.2 Propeller metingen.	20
4.3 Energieverliezen.	20
4.4 Bernoulli in korte versnellingsgebieden.	21
4.5 Het energieniveau in een leidingdoorsnede.	22
4.5.1 Correctie voor de snelheidshoogte.	22
4.5.2 Het piëzometrisch niveau in een doorsnede.	24
4.6 Toepassing van de Wet van Bernoulli bij debietmetingen.	25
4.7 Debietmetingen in buizen.	26
4.7.1 Venturimeter.	26
4.7.2 Meettuit.	28
4.7.3 Meetflens.	28
4.8 Debietmetingen in open leidingen.	29
4.9 Grenstoestand tussen stromend en schietend water.	30
4.10 Meetinrichtingen in open leidingen.	35
4.10.1 Algemeen.	35
4.10.2 Lange overlaten.	35
4.10.3 Scherpe overlaten.	37
4.10.4 Korte overlaten.	41
4.10.5 Meetgoten.	41
4.10.6 Meetnauwkeurigheid en meetbereik.	43

4.11	Debietmeting bij stroming door een opening onder water.	46
4.12	Debietmeting uit snelheidsprofielen.	48
4.13	Energieverliezen in leidingen.	49
4.13.1	Vertragingsverliezen.	49
4.13.2	Weerstandsverliezen.	51
4.14	Stuwkrommen.	56
5.	<u>Afvoerhydrologie.</u>	61
Lijst van symbolen.		72
Antwoorden vraagstukken.		73

1. ALGEMENE INLEIDING

1.1 Inleiding.

Bij de drainage en de irrigatie en bij de waterbeweging in het algemeen spelen het transporteren, het meten en het regelen van waterhoeveelheden een belangrijke rol.

De Kennis van de wetten die deze beweging van water beheersen is onderwerp van de hydraulica of waterloopkunde,

In algemene zin gaat het bij de hydraulica om het evenwicht en de beweging van vloeistoffen. Bij deze korte inleiding tot de hydraulica staat de kennisoverdracht voorop. Deze is vervolgens beperkt tot een aantal aspecten van de waterloopkunde waarmee afgestudeerden in o.a. de richtingen N30 en NM21 in eerste instantie kunnen worden geconfronteerd.

Als aanvulling en ondersteuning van dit dictaat zijn een viertal video-banden vervaardigd waarin enkele aspecten van de leerstof nader worden toegelicht.

Een inleidende band geeft een overzicht van de te behandelen onderwerpen en hun relatie tot de praktijk.

De tweede band vormt een aanvulling op de hoofdstukken 2 en 3.

In de derde en vierde band, worden onderwerpen uit de hydrodynamica behandeld.

De video-banden, in dit dictaat aangeduid met: T.V. en band-nummer kunnen op de afdeling worden bekeken.

Twee maal per jaar omstreeks maart en omstreeks oktober bestaat voor hen die dat wensen, de gelegenheid om het practicum hydraulica (452-07) te volgen. Tijdens dit practicum komen onderwerpen uit de hoofdstukken 4.7; 4.9 en 4.13 aan de orde. Het practicum wordt in de LH-berichten aangekondigd. Aan het eind van elk hoofdstuk zijn een aantal vraagstukken opgenomen die de student de mogelijkheid bieden om steekproefsgewijze de vaardigheid in het hanteren van de bestudeerde stof te toetsen.

1.2 Doelstellingen.

De korte inleiding tot de hydraulica heeft het oogmerk om de student zó vertrouwd te maken met de behandelde stof, dat hij/zij aan de volgende doelstellingen zal beantwoorden:

1. a. Het begrip viscositeit kunnen omschrijven en toepassen (2.3; T.V.band 2)
b. onderscheid kunnen maken tussen laminaire en turbulente stroming (2.4; T.V. band 2).
2. a. Onderscheid kunnen maken tussen verschillende soorten van beweging bij vloeistoffen (2.5; T.V. band 2).
b. Onderscheid kunnen maken tussen stroomlijnen en stroombanen (2.5; T.V. band 2).
3. De begrippen eenheden en dimensies beheersen en deze bij het hanteren van (Hydraulica) formules, ook die uit de Angelsaksische literatuur, kunnen toepassen (2.6)
4. a. Kunnen afleiden, dat bij een in rust verkerende vloeistof de druk in punt in alle richtingen even groot is. (3.1; T.V. band 2).
b. Het begrip piëzometrisch niveau kennen (3.2 ; T.V. band 2).
c. De hydrostatische drukverdeling en de totale waterdruk kunnen berekenen tegen keerwanden en stuwen (3.3; T.V. band 2).
5. a. De Wet van Bernoulli kunnen afleiden voor de beweging van een volume-eenheid van de vloeistof langs een stroomlijn (4.1).
b. De werking van de Pitotbuis en van de propeller meter kunnen verklaren (4.2; T.V. band 3).
c. Bij geldigheid van de Wet van Bernoulli in een kort versnellingsgebied met behulp van deze wet druk- en snelheidsverdelingen kunnen bepalen (4.4).
d. Bij gebogen stroomlijnen de invloed van de centripetale versnelling op het verloop van het piëzometrisch niveau kunnen verklaren (4.5.2; T.V. band 3).
6. a. Voor een rechte leiding de energiehogte in een leidingdoorsnede kunnen uitdrukken in het piëzometrische niveau (hoogte waterspiegel) en de snelheidshogte (4.5).
b. De snelheidshogte hiertoe uitdrukken in de gemiddelde profielsnelheid met behulp van de correctiefactor α , die moet kunnen worden berekend (4.5).
c. De wet van Bernoulli kunnen toepassen bij debietmeting met behulp van korte versnellingsgebieden (4.6; 4.7).
d. De werking van debietmeters in rechte buizen kunnen verklaren (4.7; T.V. band 3).

7.
 - a. Onderscheid kunnen maken tussen stromend en schietend water (4.8; 4.9; T.V. band 3).
 - b. De begrippen: grenstoestand, grensdiepte, grenssnelheid, energieniveau, specifieke energiehogte, overstorthogte (waterdiepte) en volkomen overlaat kunnen hanteren (4.9).
 - c. Het verband tussen specifieke energiehogte en waterdiepte kunnen afleiden bij de overgang van de ene geleidelijk veranderende niet eenparige beweging naar een andere via een kort versnellingsgebied (4.9; T.V. band 3).
 - d. Bij de grenstoestand een unieke relatie tussen energieniveau (of overstorthogte) en debiet kunnen afleiden (4.9).
 - e. Uit het onder 7.d. genoemde verband de debietformule voor een recht-hoekige en een driehoekige opening kunnen afleiden bij vrije uitstroming (4.9).
8.
 - a. De eigenschappen van ongeveer 12 verschillende debietmeetinrichtingen in open leidingen kunnen noemen (4.10; T.V. band 4).
 - b. In een gegeven situatie een beredeneerde keuze kunnen doen uit de bekende debietmeetinrichtingen (4.10; T.V. band 4).
 - c. De begrippen meetbereik en meetnauwkeurigheid in de keuze overweging van 8.b. kunnen betrekken (4.10.6).
 - d. De afvoerformule kunnen afleiden voor stroming door een opening onder water (4.11).
 - e. Een methode kunnen omschrijven om debieten te bepalen uit snelheidsprofielen (4.12).
9. Energieverliezen kunnen uitrekenen in open en gesloten leidingen met behulp van de behandelde formules (4.13; T.V. band 4).
10. Een stuwkromme kunnen berekenen door middel van een benadering met behulp van een parabool (4.14).
11. Het begrip "conveyance" kunnen gebruiken (4.14).
12. De volgende begrippen uit de afvoerhydrologie beheersen: stroomgebied, waterscheiding, kwel, wegzijging, berging, schijnspiegel afvoer, onverzadigde zône, infiltratiecapaciteit, lozingspunt, doorlatendheid, evapotranspiratie, hydrogram, reservoireffect (5).
13. Het schema van het afvoerproces uit een stroomgebied kunnen weergeven (5).

1.3 Historische ontwikkeling.

De oudste ons bekende wet uit de hydraulica die ook nu nog in het dagelijks leven een belangrijke rol speelt is die van Archimedes (~250 v.C.):

De opwaartse druk welke een vloeistof op een daarin ondergedompeld lichaam uitoefent is gelijk aan het gewicht van de verplaatste hoeveelheid vloeistof. (waterverplaatsing = tonnenmaat van schip).

In de oudheid bekende wetmatigheden zijn verloren gegaan: bevoeiingswerken en drinkwaterleidingen in Mesopotamië, Egypte, Spanje (Moren), Romeinse Rijk. Beschavingen gingen met verval van bevoeiingswerken verloren.

De huidige hydraulica berust op het fysisch-mathematisch werk van Newton en Leibnitz (ca. 1700). Deze ontwikkeling werd ingezet door Euler en Bernoulli die het werk van Newton en Leibnitz in de hydraulica toepasten.

Euler en Bernoulli gingen uit van de "ideale vloeistof" (onsamendrukbaar en wrijvingsloos, dus zonder viscositeit). In werkelijkheid speelt de viscositeit, die wrijving en turbulentie veroorzaakt, wel degelijk een rol. Gedurende lange tijd heeft men deze moeilijkheid niet langs theoretisch fysische weg kunnen overwinnen en men was gedwongen om de hulp van het experiment in te roepen.

Men stelde empirische formules op die het verband tussen de verschijnselen zo nauwkeurig mogelijk weergaven. Empirische regels gelden echter alleen voor het gebied dat werd bestreken door de proeven welke tot deze regels hebben geleid. Veelal blijven de regels bewaard, doch de beperkte gevallen welke werden onderzocht zijn vergeten. Het gevaar is groot dat empirische formules worden toegepast buiten de beperkte gebieden waarvoor zij zijn opgesteld. Men kan dan verkeerde resultaten bereiken.

Prandtl, Nikuradse en von Kármán (ca. 1930) gaven een fysische basis aan beschouwingen over weerstanden in stromende gassen en vloeistoffen (Eng.: fluids).

De praktische toepassing van deze nieuwe theorie is nog in volle ontwikkeling, naarmate deze ontwikkeling vordert kunnen empirische formules terzijde worden geschoven. Het is echter nog niet zo ver dat deze kunnen worden gemist. Er blijft dus het gevaar voor extrapolatie buiten de gebieden van proefneming.

2. ENKELE BASIS BEGRIPPEN.

2.1 Vaste stof, vloeistof en gas.

In de Angelsaksische literatuur worden vloeistoffen en gassen samengevat onder het begrip "fluids" (fluid mechanics). Duits: "Flüssigkeiten". Krachten werkend op een vaste stof en in een fluid zullen in beide gevallen een vervorming veroorzaken. Het verschil tussen vaste stof en fluid is echter:

Vaste stof : grootte van de krachten bepaalt de mate van vervorming.

Fluid : grootte van de krachten bepaalt de snelheid van vervorming.

Voorbeeld : Een springplank zal verder doorbuigen naarmate de zwemmer zwaarder is. Het water zal sneller worden vervormd naarmate de zwemmer krachtiger bewegingen maakt.

Binnen het begrip "fluid" is het verschil tussen vloeistof en gas:

Wanneer een bepaalde hoeveelheid (volume) vloeistof een ruimte niet geheel kan vullen ontstaat een vrije vloeistofspiegel. Een gas vult de ruimte steeds geheel.

Een vaste stof heeft volume en vorm.

Een vloeistof heeft volume maar geen vorm.

Een gas heeft geen van beide.

Bij een gas is de samendrukbaarheid steeds groot: veranderlijke dichtheid ρ .

Bij een vloeistof is de samendrukbaarheid gering en speelt alleen bij zeer hoge drukken een rol.

Bij normale stromingsgevallen kan men water als onsamendrukbaar beschouwen: de dichtheid (massa per volume-eenheid) is dan constant, bij constante temperatuur.

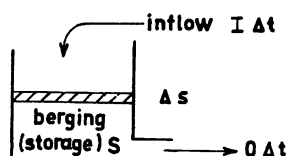
2.2 Continuïteitswaarde.

Het feit dat er geen vloeistof zal ontstaan of zal verloren gaan leidt tot de continuïteitsvoorwaarde volgens welke in een welomschreven ruimte, het controle volume, over een tijdsinterval Δt het verschil tussen de binnengekomen vloeistof $I\Delta t$ en de uitgestroomde vloeistof $O\Delta t$ gelijk moet zijn aan de toename ΔS van de vloeistof binnen dat controlevolume: $I\Delta t - O\Delta t = \Delta S$.

I = "inflow rate"

O = "outflow rate"

S = "storage"



Indien de dichtheid constant is geldt bovenstaande formule in de zin van volume per tijdseenheid.

Wanneer het controlevolume geheel gevuld is, of de daarin optredende waterspiegel een vaste ligging heeft, geldt dat de binnentredende vloeistofstroom steeds gelijk moet zijn aan het uittredende debiet.

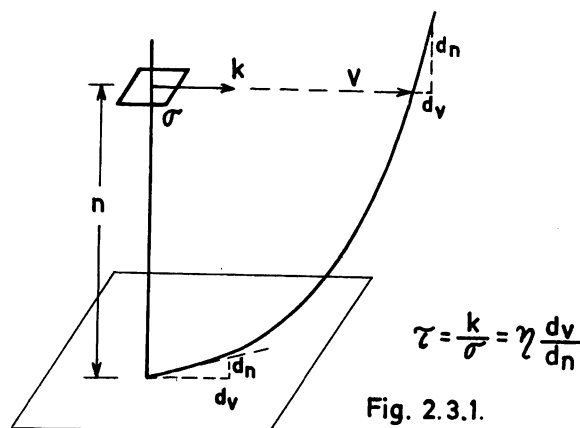
Hoewel er dus in de meeste gevallen geen moeilijkheden ontstaan wanneer water als onsamendrukbaar wordt beschouwd, gaat de benaderende aanname van een ideale vloeistof slechts in een beperkt aantal gevallen op omdat water wel degelijk een visceuze vloeistof is en de invloed van de viscositeit in veel gevallen van belang is.

2.3 Viscositeit (stroperigheid). (T.V. band 2.)

De snelheid waarmee een vloeistof wordt vervormd is niet alleen afhankelijk van de spanningen welke er in werken doch ook van de viscositeit. Hoe stroperiger de vloeistof is hoe trager de vervorming bij een bepaalde krachtswerking verloopt (vlieg in stroop). Men kan zich voorstellen dat de vloeistoflagen moeilijker over elkaar heen schuiven.

Beschouw een rustig en langzaam stromende vloeistoflaag langs een gladde en vlakke wand. Zolang de makroscopische vloeistofelementjes zich in vlakke banen evenwijdig aan de wand verplaatsen spreekt men van een laminair stromingsbeeld:

De vloeistofelementjes schuiven als het ware in lagen over elkaar zonder in warreling te geraken.



De vloeistofmoleculen vlak bij de wand (fig. 2.3.1) zitten daar als het ware aan vastgeplakt: bij de wand is de snelheid $v = 0$, er is geen "slip". Langs de normaal neemt de snelheid toe van de wand af. Er blijkt een verband te bestaan tussen de wrijvingskracht per oppervlakte-eenheid van de over elkaar schuivende vloeistoflagen, de viscositeit en de snelheids gradient ($\frac{dv}{dn}$) ter plaatse.

Newton vond voor dit verband: $\tau = \eta \frac{dv}{dn}$
 η , de dynamische viscositeit werd aldus gedefinieerd als de evenredigheids-

constante (van de betrokken vloeistof) tussen de wrijvingskracht per oppervlakte-eenheid (de schuifspanning τ) en de snelheidsgradient $\frac{dv}{dn}$ langs de loodlijn (de normaal) op de wand.

Uit een dimensie-analyse volgt dat $N.S.M^{-2}$ de eenheid van η in het S.I.stelsel is. In de hydraulica werkt men ook met:

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} = \frac{\text{dynamische viscositeit}}{\text{dichtheid}} \quad (\text{eenheid van } \rho: \text{kg m}^{-3} = \text{N s}^2 \text{m}^{-4})$$

ν noemt men de kinematische viscositeit. (in S.I eenheden: $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)

Ezelsbruggetje: Bij de dynamica spelen krachten en dus ook massa ($K = m \times a$) een rol. Bij de kinematica is alleen de beweging van belang: de massa is uit de viscositeit gewerkt door te delen door de dichtheid ρ (massa per vol.eenheid).

2.4 Laminaire en turbulente stroming (T.V. band 2).

In 2.3 werd het kenmerk van een laminaire of laagsgewijze stroming beschreven. Neemt de snelheid in de vloeistof toe, dan ontstaan plotseling wervels. In de vloeistof gebrachte kleurstofdraden worden verstoord (fig.2.4.1. en foto's),

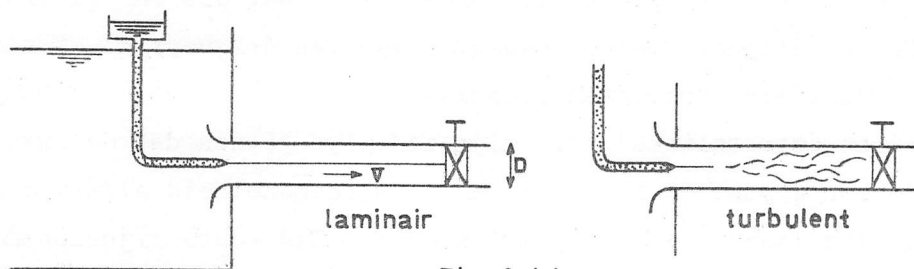
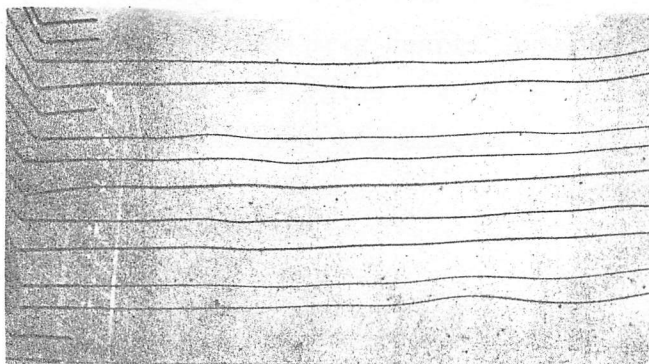
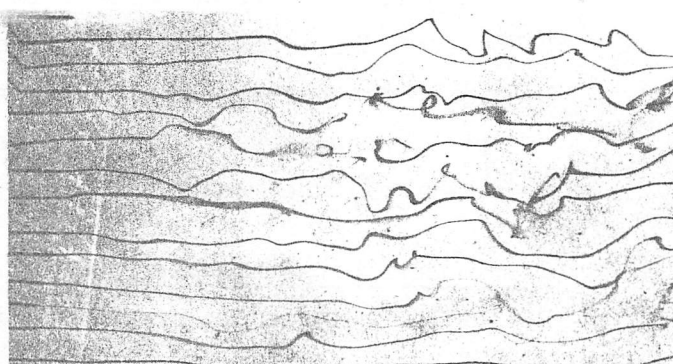


Fig. 2.4.1.



Laminaire stroming $Re' \approx 600$



Turbulente stroming $Re' = 1000$

doordat kleine roterende vloeistofeenheden zich loodrecht op de stroomrichting bewegen. Reeds in 1883 bestudeerde Reynolds het onderscheid tussen laminaire en turbulente stroming. Hij vond, dat de overgang van laminaire naar turbulente stroming afhankelijk was van: de gemiddelde stroomsnelheid ($\bar{v}$), de kinematische viscositeit (ν) en van de buisdoorsnede (D) òf bij open waterlopen van de hydraulische straal (R , zie 4.13.2).

Later legde Couette dit verband vast in het getal van Reynolds:

voor buizen: $Re = \frac{\bar{v}D}{\nu}$

voor open kanalen: $Re' = \frac{\bar{v}R}{\nu}$

De overgang van laminaire naar turbulente stroming treedt in buizen op bij $Re \approx 2300$, in open kanalen bij $Re' \approx 600$.

2.5 Soorten van beweging (T.V. band 2).

Men kan verschillende soorten van beweging onderscheiden naar het gedrag van de snelheid v van de waterdeeltjes in de stroomrichting.

Algemeen: $v = f(x, y, z, t)$.

Niet stationaire of niet permanente beweging

Hierbij verandert de snelheid in een bepaald punt met de tijd (locale versnelling). Dus: $\frac{\partial v}{\partial t} \neq 0$.

Voorbeelden: golfbeweging,
getijbeweging op een rivier.

Bij het niet permanente stromingsbeeld moet onderscheid worden gemaakt tussen:

- a Stroombanen (pathlines). Een stroombaan is de weg die een vloeistofdeeltje volgt. Een tijdsopname van de beweging van een drijvertje, of andere "tracer" maakt een stroombaan zichtbaar.
- b Stroomlijnen (streamlines). Dit zijn zodanige lijnen dat de raaklijn in elk willekeurig punt de richting van de stroomsnelheid aldaar aangeeft op het moment waarop deze stroomlijn geldt. Een korte tijdsopname van een groot aantal drijvertjes toont korte streepjes waarvan de richtingen die van de lokale stroomsnelheid in het korte tijdsinterval weergeven. De door deze streepjes getrokken vloeiende lijnen zijn de benaderde stroomlijnen aan het begin van het interval. Wacht men enige tijd en maakt men opnieuw een korte tijdsopname dan is het stroombeeld veranderd en hebben de stroomlijnen een andere loop gekregen.

Stationaire of permanente beweging.

Hierbij vervalt de lokale versnelling ($\frac{\partial v}{\partial t} = 0$) maar de snelheid kan nog wel in de stroomrichting veranderen: ($\frac{\partial v}{\partial s} \neq 0$).

Voorbeelden: waterval met constante afvoer,
stroming onder schuif.

Eenparige beweging.

Nu is er ook geen versnelling (pos. of neg.) in de stroomrichting dus $\frac{\partial v}{\partial t} = 0$ en ook $\frac{\partial v}{\partial s} = 0$.

Voorbeeld: stroming door een buis. $\int_A v dA = Q = \text{constant}$.

Toestand van rust ($v=0$).

Het is gebruikelijk om deze toestand van bewegingloosheid afzonderlijk te beschouwen. Dit is het onderwerp van de hydrostatica, in tegenstelling tot de hydrodynamica, waarbij de beweging en de daarbij optredende krachten worden behandeld.

2.6 Dimensies en eenheden.

Bij het toepassen van formules moet men steeds alle in te vullen grootheden in hetzelfde stelsel uitdrukken. Wanneer in formules coëfficiënten voorkomen moet men eerst met een dimensie-onderzoek nagaan of deze coëfficiënten dimensieloos zijn. Blijkt dit inderdaad het geval te zijn dan is men vrij in de keuze van het stelsel waarin men de grootheden, welke in de formule voorkomen, wil uitdrukken.

In de hydraulica bevatten echter vele gangbare empirische formules coëfficiënten die niet dimensieloos zijn. Bij de toepassing van een dergelijke formule is men dan gebonden aan het eenhedenstelsel waarvoor de formule is opgesteld. Een voorbeeld van een dergelijke formule kan slechts aan de nog te behandelen stof worden ontleend. Zo wordt in 4.13.2 de formule van Manning geïntroduceerd voor de berekening van de gemiddelde stroomsnelheid $\bar{v}$ in een leidingdoorsnede:

$$\bar{v} = k_m R^{2/3} S^{1/2}$$

Hierin is S het verhang, de daling van de waterspiegel over de lengte-eenheid.

$$S = \frac{h}{L} \text{ dus } [S] = 1.$$

$R = \frac{A}{P}$, de hydraulische straal, is een typerende lengtemaat voor de dwarsdoorsnede, $[R] = L$. (zie 4.13.2)

k_m is een coëfficiënt voor de leidingweerstand welke een dimensie blijkt te hebben:

$$[k_m] = \frac{LT^{-1}}{L^{2/3} \cdot 1^{1/2}} = L^{1/3} T^{-1} \quad (\text{zie 4.13.2}).$$

Nu zijn de tabellen waaraan men k_m ontleent van Europese oorsprong, waarbij k_m is uitgedrukt in $\frac{m^{1/3}}{s}$.

In de Angelsaksische landen werkt men echter met ft. en s. dus $\bar{v}$ wordt uitgedrukt in ft/s en R in ft. Gebruikt men nu de tabel voor k_m dan moet men de betreffende waarde tot $\frac{ft^{1/3}}{s}$ corrigeren.

Aangezien 1 m = 3,28 ft, luidt daarom de Angelsaksische formule:

$$\bar{v} = \sqrt[3]{3,28} k_m R^{2/3} S^{1/2} = 1,49 k_m R^{2/3} S^{1/2} \quad \text{of} \quad \frac{1,49}{n} R^{2/3} S^{1/2} \quad (\text{dus } k_m = \frac{1}{n})$$

In de Europese formules komt dus de factor 1,49 niet voor, omdat men in Europa de snelheid in m/s en R in m uitdrukt.

Voor het omrekenen van eenheden van het ene stelsel naar het andere raadplegen tabellen (o.a. in Rouse "Engineering Hydraulics").

VRAAGSTUKKEN.

1. Schrijf de juiste verklaring op:

De coëfficiënt k_m uit de formule van Manning: $v = k_m R^{2/3} S^{1/2}$ heeft de dimensie:

- a. $L^{1/2} T^{-1}$
- b. $L^{1/3} T^{-1}$
- c. is dimensieloos.

2. Bij constante afvoer vormt de stroming onder een schuif een voorbeeld van een:

- a. permanente-
- b. niet permanente-
- c. eenparige beweging.

3. HYDROSTATICA.

3.1 Wet van Pascal (T.V. band 2).

De hydrostatica houdt zich bezig met de vloeistof, die in rust verkeert. Voorwaarde voor deze rust is dat elk beschouwd volume-elementje binnen de vloeistof in evenwicht verkeert onder invloed van de daarop werkende krachten. Dit zijn:

1. oppervlaktekrachten en wel de drukkrachten die door de omgevende vloeistof op het beschouwde elementje worden uitgeoefend. (Schuifspanningen treden niet op want er is geen beweging).
 2. een massakracht, het gewicht van het elementje, veroorzaakt door de zwaartekracht.
- Beschouw nu een oneindig klein volume-elementje van de getekende vorm. (fig. 3.1.1)

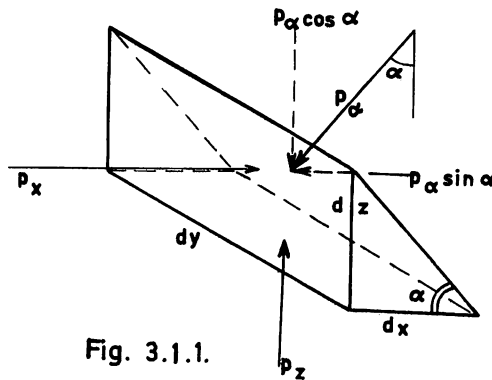


Fig. 3.1.1.

De oppervlakken, waarop de eindige spanningen werken zijn oneindig klein van de 2e orde. Daarentegen is het volume van het elementje oneindig klein van de 3e orde dus ook het gewicht is oneindig klein van de 3e orde. In de evenwichtsbeschouwing van dit oneindig kleine elementje vervalt dus het gewicht tegenover de oppervlaktekrachten. De voorwaarde voor het evenwicht is dus dat de oppervlakte (normaal-) krachten evenwicht met elkaar maken.

$$\Sigma X = 0 : p_x dy dz = p_\alpha \sin \alpha \, dy \sqrt{(dx)^2 + (dz)^2}$$

$$\Sigma Z = 0 : p_z dy dx = p_\alpha \cos \alpha \, dy \sqrt{(dx)^2 + (dz)^2}$$

Nu blijkt uit de figuur:

$$\sin \alpha = \frac{dz}{\sqrt{(dx)^2 + (dz)^2}} \quad \text{en} \quad \cos \alpha = \frac{dx}{\sqrt{(dx)^2 + (dz)^2}}$$

Deze waarden ingevuld levert:

$$\underline{p_x = p_z = p_\alpha}$$

aangezien deze druk in alle richtingen even groot is zal dus ook de druk tegen de wanden ter diepte h onder de waterspiegel een grootte $p = \rho gh$ hebben.

Hieraan verandert niets wanneer men vervolgens het kraantje bij C dichtdraait.

Vat B heeft dan geen vrije waterspiegel meer. Brengt men nu ter hoogte van D in de wand van vat B een dun glazen buisje (piëzometer) aan, dan stijgt het water in dit buisje over een hoogte $h = \frac{p}{\rho g}$ tot aan het piëzometrisch niveau. Wanneer er een vrije waterspiegel ($p=0$) aanwezig is, zoals bij vat A, dan valt het piëzometrisch niveau daarmee samen.

De hoogte $h = \frac{p}{\rho g}$ noemt men de drukhoogte in een punt van de vloeistof.

De hoogte z van het beschouwde punt boven een horizontaal vergelijkingsvlak ($z=0$) noemt men de plaatshoogte van het punt.

Uit de figuur blijkt:

$$\frac{p}{\rho g} + z = H. \quad \text{In woorden:}$$

In alle punten van een in rust verkerende vloeistof is de som van drukhoogte en plaatshoogte constant en gelijk aan de hoogte van het piëzometrisch niveau.

Schrijft men $p + \rho gz = \rho gH$ dan staat er dat het constante arbeidsvermogen van elke volume-eenheid (massa ρ) gelijk is aan de som van de druk en het arbeidsvermogen van plaats t.o.v. de atmosferische druk en een horizontaal vergelijkingsvlak.

Deze beschouwingswijze zal van nut blijken te zijn wanneer naar de hydrodynamica wordt overgegaan.

Opmerking: Oppassen voor luchtinsluitingen in de piëzometer, deze veroorzaken een afwijking in het piëzometrische niveau welke gelijk is aan de lengte (L) van de luchtbel.

Voorbeeld: (fig. 3.2.2):

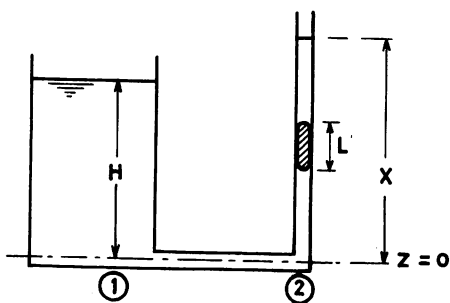


Fig. 3.2.2.

$$p_1 = \rho_{\text{water}} g H$$

$$p_2 = \rho_{\text{water}} g (x-L) + \rho_{\text{lucht}} g L$$

Er is evenwicht, dus: $p_1 = p_2$

$$\rho_{\text{water}} H = \rho_{\text{water}} (x-L) + \rho_{\text{lucht}} L$$

ρ_{lucht} zeer klein t.o.v. ρ_{water} dus:

$$\rho_{\text{water}} H = \rho_{\text{water}} (x-L) \text{ en } x = H+L$$

3.3 Hydrostatische drukverdeling (T.V. band 2)

A. Verticale wand. (fig. 3.3.1 en 3.3.2)

Aangezien $p = \rho g(H-z) = \rho gh$ verloopt de druk tegen de wand rechtlijnig.

De totale druk is gelijk aan de oppervlakte van de drukfiguur dus

$$\begin{aligned} P_1 &= \frac{1}{2} \rho g H^2 \\ \text{en } P_2 &= \frac{1}{2} \rho g H^2 - \frac{1}{2} \rho g h_1^2 = \frac{1}{2} \rho g (H^2 - h_1^2) \end{aligned} \quad \left. \begin{array}{l} \text{per lengteeenheid} \\ \text{van de wand.} \end{array} \right\}$$

De werklijnen van P_1 en P_2 gaan door de zwaartepunten van de drukfiguren.

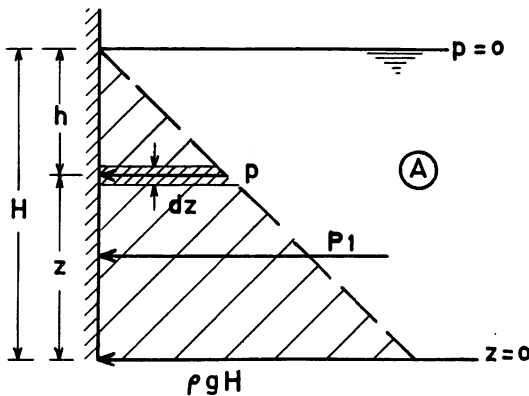


Fig. 3.3.1.

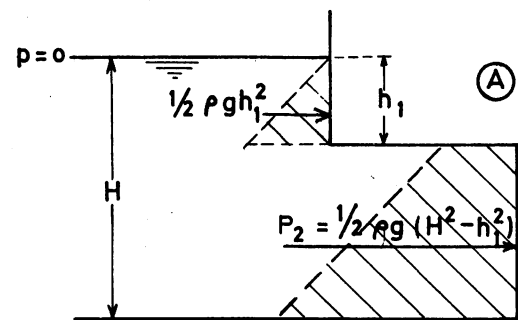


Fig. 3.3.2.

B. Scheve wand (die een hoek α met de horizontaal maakt, fig. 3.3.3).

Natte lengte wand $\frac{H}{\sin \alpha}$. Bij de bodem is de druk $\rho g H$.

De druk is weer alzijdig en werkt ook nu loodrecht op de wand.

De totale drukkracht $P_\alpha = \frac{1}{2} \rho g H^2 \frac{1}{\sin \alpha}$ per lengteeenheid van de wand.

Deze resultante loopt weer door het zwaartepunt van de drukfiguur, dus hier op $1/3 H$ boven de bodem.

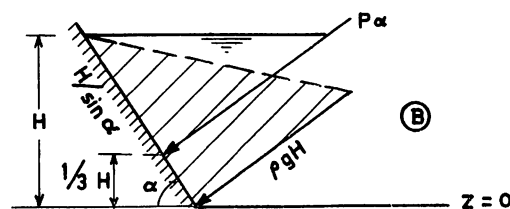


Fig. 3.3.3.

C. Gebogen wand (fig. 3.3.4).

In dit voorbeeld is de wand 1/4 van een cylinderoppervlak waarvan de as ligt op de hoogte van de waterspiegel.

Voor elk punt van de wand geldt dat de druk gelijk is aan $p = \rho gh$ en voorts dat deze druk loodrecht op de wand, en dus op het middelpunt M, is gericht. De drukfiguur levert slechts de informatie dat ook de resultante van alle drukkrachtjes op M moet zijn gericht.

Om vervolgens deze resultante naar grootte en richting te bepalen denkt men zich deze resulterende waterdruk ontbonden in een horizontale component P_H en een verticale component O welke gelijk is aan de opwaartse druk, door het water uitgeoefend op de ondergedompelde kwart cirkel AMB.

$$P_H = \frac{1}{2} \rho g H^2 \text{ en } O = \frac{1}{4} \pi H^2 \rho g$$

De kracht die door het water op de wand wordt uitgeoefend is gelijk en tegengesteld gericht aan de kracht welke de wand op het water uitoefent, dus:

$$R = \sqrt{P_H^2 + O^2} = \rho g H^2 \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{\pi^2}{16}}$$

$$\text{en } \tan \alpha = \frac{O}{P_H} = \frac{\frac{1}{4}\pi}{\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}\pi \quad \alpha \approx 57,5^\circ$$

De werklijn van de resulterende waterdruk R ligt dus onder een hoek van $57,5^\circ$ met de horizontaal en loopt door het middelpunt M. Grootte en werklijn van R zijn hiermede bekend.

In de praktijk bestaat de hier geschetste situatie bijvoorbeeld bij een segment-klep die om een boven het hoogste waterpeil gelegen scharnierpunt kan bewegen.

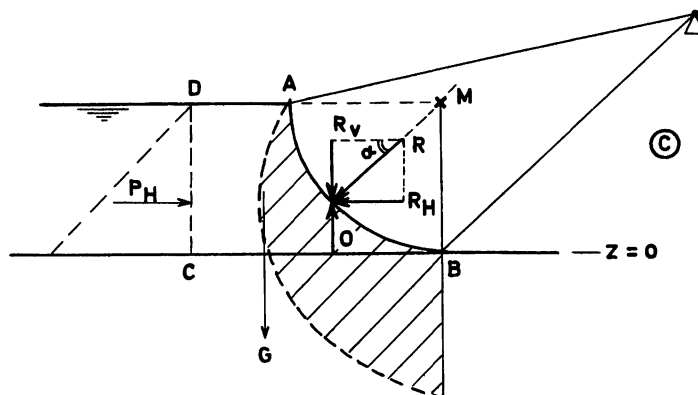


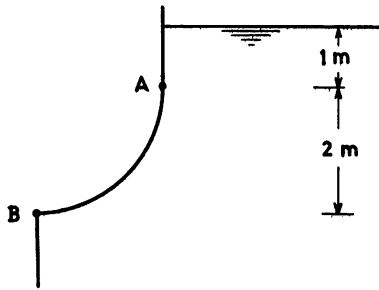
Fig. 3.3.4.

VRAAGSTUKKEN.

1. Teken de drukfiguur en bepaal de werklijn en de grootte van de totale waterdruk (per meter loodrecht op het vlak van tekening) over het wandgedeelte AB (1/4 cylinder oppervlak);

$\pi = 3,14$; soortelijk gewicht van water in SI eenheden:

$$\rho g = 9810 \text{ Newton/m}^3.$$



2. Bewijs dat op alle oppervlakte-elementjes in een punt van een in rust verkerende vloeistof dezelfde druk heerst.

4. HYDRODYNAMICA

4.1 Wet van Bernoulli.

De hydrodynamica houdt zich bezig met de beweging van vloeistoffen onder invloed van de daarop werkende krachten.

In navolging van Euler en Bernoulli wordt hier eerst de beweging van de ideale, wrijvingsloze vloeistof met constante dichtheid beschouwd.

In een volumeeenheid van een bewegende vloeistof zijn drie soorten van arbeidsvermogen aanwezig:

1e. arbeidsvermogen van plaats t.o.v. een horizontaal vergelijkingsvlak: potentiële energie. Dit is het gewicht ρg van de volumeeenheid maal de hoogte boven het vergelijkingsvlak:

$$\rho g z$$

2e. de inwendige vloeistofdruk: p .

3e. het arbeidsvermogen van beweging: de kinetische energie ($\frac{1}{2}mv^2$).
Per volumeeenheid is deze $\frac{1}{2}\rho v^2$.

De potentiële energie en de druk zijn reeds bekend uit de hydrostatica, bij de vloeistofbeweging komt er nog de kinetische energie bij.

Wrijving veroorzaakt verlies van arbeidsvermogen langs de stroombaan *) (warmte gaat verloren) maar in de ideale vloeistof is de wrijving afwezig, zodat in dit geval de totale hoeveelheid arbeidsvermogen van de volumeeenheid constant blijft langs de gehele baan die deze aflegt. Wanneer we ons hier beperken tot de permanente beweging is de snelheid van een deeltje steeds gericht volgens de raaklijn aan de stroombaan die door het deeltje wordt doorlopen. Deze stroombaan kan dan als stroomlijn *) worden aangeduid.

Langs de stroomlijn geldt daarom:

$$\rho g z + p + \frac{1}{2}\rho v^2 = C = \rho g H$$

Deelt men door ρg dan krijgt men:

$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{v^2}{2g} = H \text{ (Wet van Bernoulli)}$$

Bij een permanente beweging van een ideale vloeistof is voor alle punten van een stroomlijn de som van plaatshoogte, drukhoogte en snelheidshoogte constant en gelijk aan de energiehogte.

(De termen van het linkerlid drukken ook de vormen van arbeidsvermogen per gewichtseenheid uit).

*) Zie 2.5.

Tijdens de beweging van een ideale vloeistof treden dus geen energieverliezen op, maar er vinden wel interne omzettingen plaats tussen de verschillende soorten van arbeidsvermogen:

$\rho g z \rightarrow p$, potentiële energie $\rightarrow$ druk: watertoren $\rightarrow$ tapkraan.

$p \rightarrow \rho g z$, druk $\rightarrow$ potentiële energie: volpompen van de watertoren.

$p \rightarrow \frac{1}{2}\rho v^2$, druk $\rightarrow$ kinetische energie: straal uit tuinslang.

$\frac{1}{2}\rho v^2 \rightarrow p$, kinetische energie $\rightarrow$ druk: winddruk en stromingsdruk.

$\rho g z \rightarrow \frac{1}{2}\rho v^2$: vallende druppel, waterval.

$\frac{1}{2}\rho v^2 \rightarrow \rho g z$: fontein.

Beschouw achtereenvolgens de punten 1,2,3,4,5 en 6 van de getekende stroomlijn in een ideale vloeistof (fig. 4.1.1).

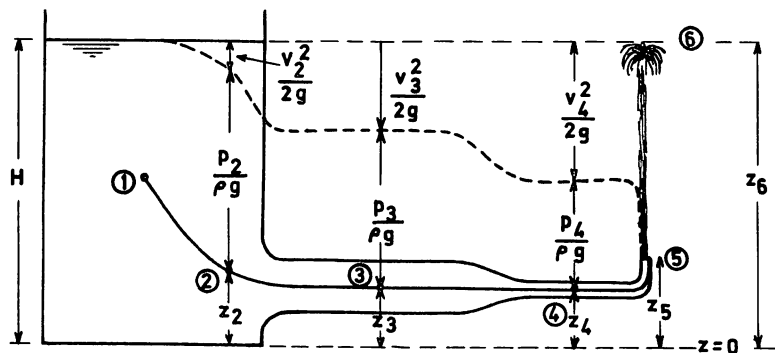


Fig. 4.1.1. ideale vloeistof

- 1) $v \approx 0$ dus $H \approx \frac{p_1}{\rho g} + z_1$ (Het piëzometrisch niveau valt samen met de waterspiegel (rust).
- 2) Naarmate men de buis nadert neemt de snelheid toe, er is bij (2) dus al een zekere snelheidshoogte en het piëzometrisch niveau begint te dalen. De energielijn blijft echter ter hoogte van de waterspiegel, want er is geen wrijving en dus ook geen energieverlies langs de stroomlijn.
- 3) Door elke dwarsdoorsnede van de buis moet per tijdseenheid dezelfde vloeistofmassa passeren, immers tussen 2 doorsneden komt er geen vloeistof bij en er wordt geen vloeistof afgevoerd. (Continuïteitsvoorwaarde)
Aangezien nu de dichtheid van de vloeistof constant wordt verondersteld, betekenen gelijke massa's ook gelijke volumina.
Per tijdseenheid passeert door elke dwarsdoorsnede dus hetzelfde vloeistofvolume Q . Is A_3 het oppervlak van de buisdoorsnede bij (3) dan is de gemiddelde stroomsnelheid over de doorsnede $\bar{v}_3 = \frac{Q}{A_3}$ (eenparige beweging).

- 4) De snelheid in dit buisgedeelte $\bar{v}_4 = \frac{Q}{A_4}$ moet groter zijn dan v_3 , daar $A_4 < A_3$ en $Q = \bar{v}_3 A_3 = \bar{v}_4 A_4$.

De snelheidshoogte neemt dus verder toe en het piëzometrisch niveau daalt in gelijke mate, immers steeds is:

$$H = \frac{p}{\rho g} + z + \frac{v^2}{2g}$$

- 5) Hier is $p = 0$ (atmosferische druk) dus:

$$\frac{v^2}{2g} + z = H$$

of:

$$v = \sqrt{2g(H-z)}$$

Dit is de formule van Torricelli voor de uitstroming door een opening.

- 6) In de gehele straal is $p = 0$. Zodra $v = 0$ wordt ook $z = H$.
De fontein spuit dus tot aan het energieniveau.

4.2 Stroomsnelheidsmetingen (T.V. band 3)

De wet van Bernoulli maakt het mogelijk om de plaatselijke stroomsnelheid te meten.

4.2.1 Pitotbuis

In principe bestaat de Pitotbuis uit 2 buisjes (fig. 4.2.1. + foto):

- 1e. Een buisje waarvan het vlak van de opening evenwijdig aan de stroomrichting ligt. Dit is een piëzometer, het water in dit buisje stijgt tot aan het piëzometrisch niveau.

$$H_1 = \frac{p}{\rho g} + z$$

- 2e. Een buisje, waarvan het vlak van de opening loodrecht en "vangend" op de stroomrichting wordt geplaatst. Voor deze opening wordt de stroming gestagneerd en de snelheidshoogte van het stromende water wordt plaatselijk omgezet in drukhoogte.

$$H_2 = \frac{p}{\rho g} + z + \frac{v^2}{2g}$$

Het niveauverschil in de buisjes is dus $H_2 - H_1 = h = \frac{v^2}{2g}$ of $v = C \sqrt{2gh}$.
C is een correctiefactor die door ijking wordt bepaald en die afhankelijk is van de technische uitvoering van de Pitotbuis (wordt veel in het laboratorium gebruikt).

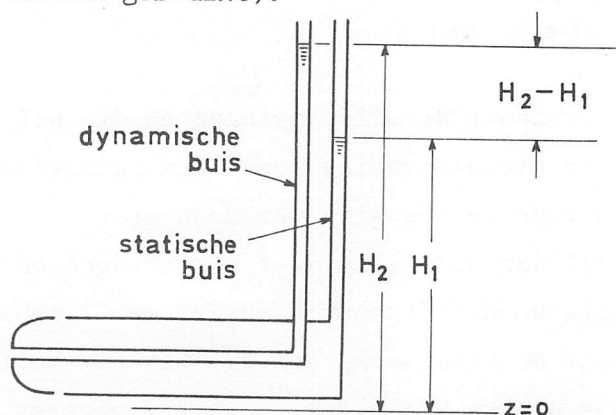
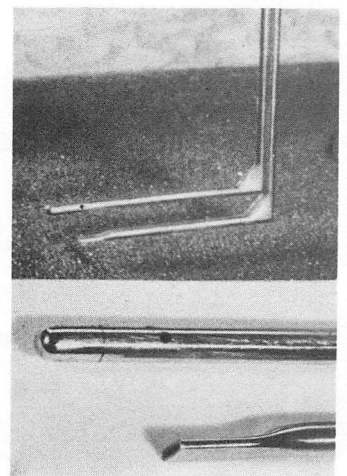


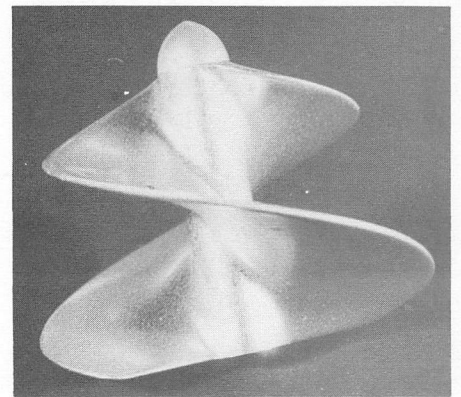
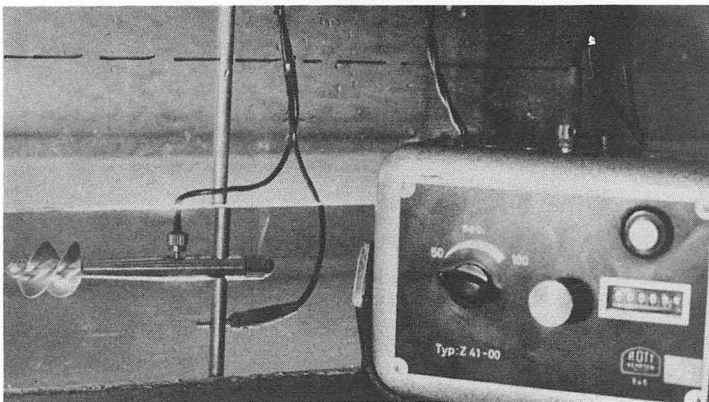
Fig. 4.2.1

"wand pitot"



4.2.2 Propeller metingen.

Met behulp van een propeller of een schoepenrad, die door de stroming van het water wordt aangedreven kan de plaatselijke stroomsnelheid van het water worden vastgesteld. Bij elke omwenteling of een gedeelte daarvan wordt even een electrisch contact gesloten, dat is verbonden met een telwerk. Het aantal omwentelingen per tijdseenheid is een maat voor de stroomsnelheid van het water. Het verband tussen de stroomsnelheid en het aantal omwentelingen werd in de fabriek geijkt en is in formule-vorm gegeven.



4.3 Energieverliezen.

In tegenstelling tot de ideale vloeistof mag men een werkelijke vloeistof zoals water echter niet als viscositeitsloos beschouwen (fig. 4.3.1)

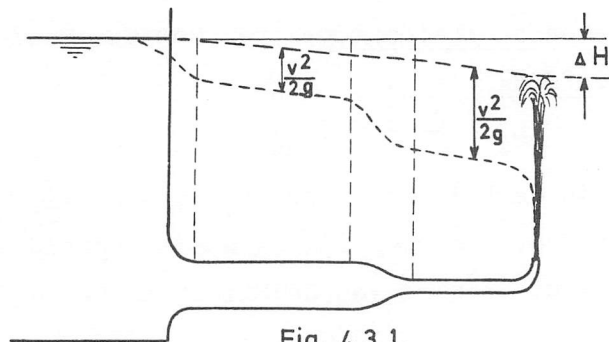


Fig. 4.3.1.
niet ideale vloeistof

- 1e. De aanwezigheid van wanden veroorzaakt schuifspanningen en dus wrijvingsverliezen in de vloeistof. In de stroomrichting wordt dus (kinetische) energie in warmte omgezet, die voor de beweging verloren gaat.
- 2e. De wrijving van de vloeistofdeeltjes onderling doet wervelingen ontstaan, waardoor een deel van de energie wordt uitgeput. Een extreem voorbeeld vindt men onderaan een waterval. De kinetische energie van het vallende water wordt vrijwel geheel door sterke werveling in warmte omgezet.

4.4 Bernoulli in korte versnellingsgebieden.

In werkelijkheid zal dus de totale energie $\rho gH = p + \rho g z + \frac{1}{2}\rho v^2$ langs een stroomlijn afnemen. De Wet van Bernoulli gaat dan niet op.

In bepaalde gevallen kan men in de praktijk toch met voldoende nauwkeurigheid de Wet van Bernoulli toepassen. De voorwaarde is dan echter: De energieverliezen moeten te verwaarlozen klein zijn ten opzichte van de interne omzettingen van energie.

Dit betekent dat:

- 1e. Het beschouwde stromingstraject kort is, zodat de invloed van de wrijving klein is.
- 2e. De werveling gering is. Nu blijkt dat de werveling wordt onderdrukt wanneer de stroomlijnen dichter op één dringen, dus in een versnellingsgebied. Bij divergerende stroomlijnen, dus in een vertragsgebied neemt de werveling toe.

Resumerende: De Wet van Bernoulli kan worden toegepast in korte versnellingsgebieden.

Voorbeelden:

1. Druk op opgetrokken schuif: Wet van Bernoulli, toegepast op stroomlijn langs de schuif (fig. 4.4.1).

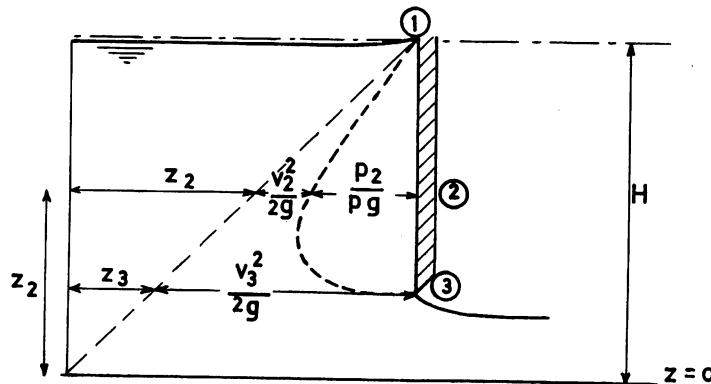


Fig. 4.4.1. voorbeeld 1

- (1) $v_2 = 0$, de waterspiegel loopt op tot de energiehogte.
- (2) $\frac{v_2^2}{2g}$ is de afwijking van de hydrostatische drukverdeling.
- (3) $\frac{p_2}{\rho g} = 0$.

De totale druk is dus iets kleiner dan wanneer men rekent met een hydrostatische drukverdeling.

2. Druk aan de bovenstroomse kant van een stuw. (Ook een kort versnellingsgebied.)
Pas de Wet van Bernoulli toe langs de stroomlijn 1-2-3 (fig.4.4.2).

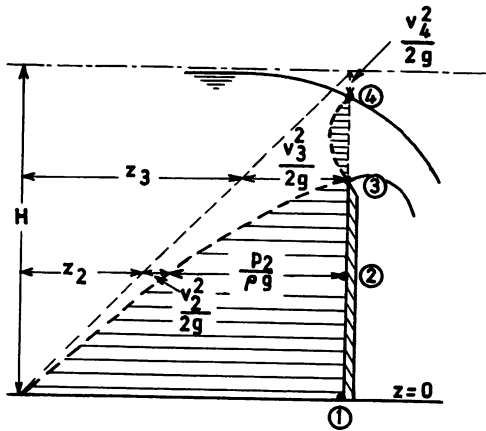


Fig. 4.4.2. voorbeeld 2

- (1) $v = 0$ en $z = 0$ dus $\frac{p}{\rho g} = H$.
- (2) Er is al enige snelheid, de druk wijkt al af van het hydrostratisch drukverloop.
- (3) $p = 0$, dus $\frac{v^2}{2g} = H - z$
- (4) Ook $p = 0$ en $\frac{v^2}{2g} = H - z$ hieruit volgt: $\underline{v_4 < v_3}$

Ook hier is de totale druk kleiner dan wanneer men rekent met de hydrostatische drukverdeling, mits men uitgaat van de energiehogte.

4.5 Het energieniveau in een leidingdoorsnede.

4.5.1 Correctie voor de snelheidshogte.

In de techniek interesseert men zich niet zozeer voor de plaatselijke snelheid v als wel voor de gemiddelde snelheid $\bar{v}$ in het dwarsprofiel van een leiding, omdat men dan het debiet $Q = \bar{v}A$ wil kennen (Q is de hoeveelheid water die per tijdseenheid een doorsnede passeert).

In werkelijkheid is de snelheid in een leidingdoorsnede niet gelijkmatig verdeeld maar veroorzaakt de viscositeit een bepaalde snelheidsverdeling over de doorsnede zodat $\bar{v} = \frac{\int v dA}{A}$. (fig. 4.5.1.1)

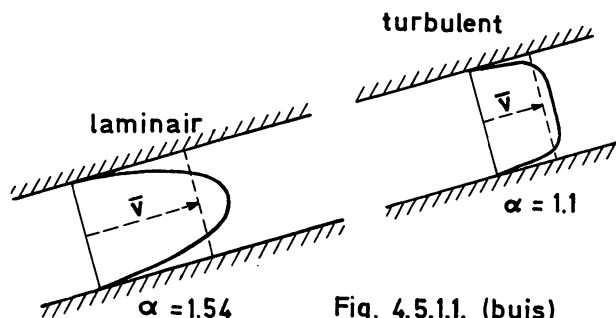


Fig. 4.5.1.1. (buis)

Bij de laminaire stroming die slechts optreedt in nauwe kanalen en poriën is de snelheidsverdeling parabolisch.

Bij stroming van water door buizen en open leidingen heeft men echter vrijwel steeds met een turbulente stroming te maken. Hierbij blijven de waterdeeltjes niet in evenwijdige lagen, doch er vindt een uitwisseling plaats in een richting loodrecht op de hoofdstroom. Dientengevolge is de snelheidsverdeling aanzienlijk vlakker en het verloop langs een loodlijn op de wand is dan logaritmisch.

Men kan nu niet zonder meer de kinetische energie in een doorsnede door de snelheidshoogte $\frac{v^2}{2g}$ typeren. Dit blijkt uit het volgende.

Door een oppervlakte-elementje dA van de doorsnede passeert per tijdseenheid een volume $v dA$ met een massa $\rho v dA$. Hiervan is de kinetische energie $\frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} \rho v^3 dA$. De kinetische energie van het water dat per tijdseenheid door het dwarsprofiel gaat is dus $\int_0^A \frac{1}{2} \rho v^3 dA$. Bij een gelijke snelheid $\bar{v}$ over de gehele doorsnede zou deze bedragen:

$$\frac{1}{2} \rho \bar{v}^3 A$$

Wanneer men nu de snelheidshoogte (maat voor de kinetische energie in de doorsnede) toch in de gemiddelde snelheid $\bar{v}$ wil uitdrukken, moet men een correctiefactor

$$\alpha = \frac{\int_0^A \frac{1}{2} \rho v^3 dA}{\frac{1}{2} \rho \bar{v}^3 A} \quad \text{invoeren.}$$

De snelheidshoogte in een leidingsdoorsnede is dan $\alpha \frac{v^2}{2g}$.

Bij een turbulente stroming in een recht doorgaande leiding is een logaritmische snelheidsverdeling aanwezig, die gewoonlijk slechts in geringe mate van het gemiddelde afwijkt zodat voor een open leiding geldt:

$$\alpha = 1,05$$

en voor een buis: $\alpha = 1,1$.

Dikwijls verwaarloost men α of men vat hem samen met andere constante factoren. Na onregelmatigheden in het leidingprofiel of bij bochten moet men er echter op bedacht zijn dat α sterk van 1 zal afwijken. (fig. 4.5.1.2)

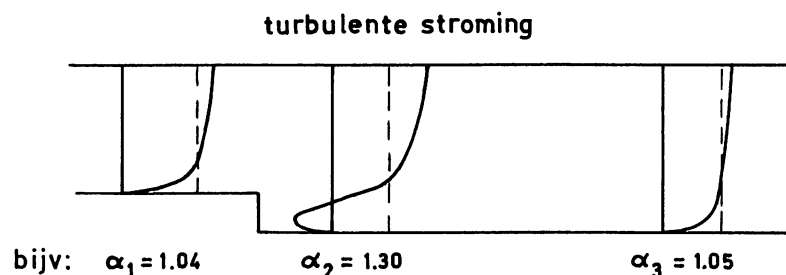


Fig. 4.5.1.2. open leiding

4.5.2 Het piëzometrisch niveau in een doorsnede (T.V. band 3).

In het voorgaande is uiteengezet hoe de wrijving de kinetische energie over een doorsnede doet veranderen. Thans moet nog worden nagegaan of de som van drukenergie en arbeidsvermogen van plaats, m.a.w. de som van drukhoogte en plaatshoogte constant is in een loodrechte leidingdoorsnede. Nu kan worden aangetoond dat dit inderdaad het geval is wanneer de stroomlijnen recht en evenwijdig zijn (fig. 4.5.2.1.)

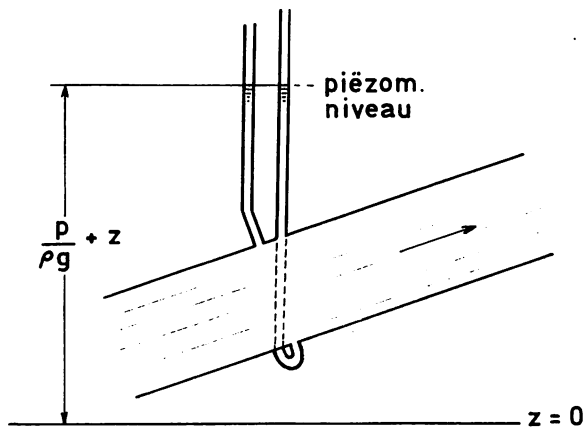


Fig. 4.5.2.1. rechte evenwijdige stroomlijnen

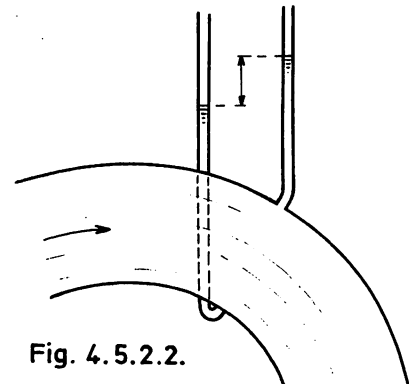


Fig. 4.5.2.2. gekromde stroomlijnen

In dit geval is dus het piëzometrisch niveau voor alle punten van de doorsnede hetzelfde: in de doorsnede heerst dan een hydrostatische drukverdeling.

Bij gekromde stroomlijnen wijkt de drukverdeling echter van de hydrostatische af. De waterdeeltjes moeten nu worden gedwongen om van de rechtlijnige beweging af te wijken. Hiervoor is een centripetale versnelling nodig, die wordt veroorzaakt door een extra druk van de buitenwaarts gelegen deeltjes. Omgekeerd moeten de waterdeeltjes zich als het ware afzetten tegen hun buitenburen om de bocht te kunnen maken.

In een bocht van een open waterloop zal het piëzometrisch niveau en dus de waterspiegel in de buitenbocht hoger zijn dan in de binnenbocht.

Hetzelfde gebeurt ook in een gebogen buis: bij de binnenbocht is het piëzometrisch niveau lager en bij de buitenbocht hoger dan overeenkomt met de hydrostatische druk (fig. 4.5.2.2.).

Boven de kop van een overlaat treedt een dergelijk verschijnsel op (fig. 4.5.2.3.)

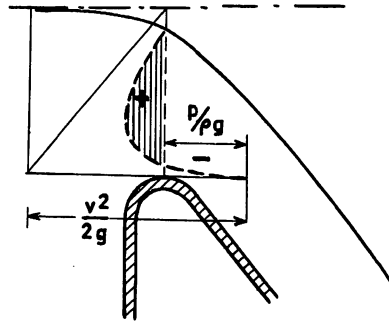


Fig. 4.5.2.3.

Nu komt het piëzometrisch niveau in de punten van de doorsnede niet meer overeen met de hoogte van de waterspiegel. Tengevolge van de kromming van de stroomlijnen is de druk onder in de straal belangrijk kleiner dan overeenkomt met een hydrostatische drukverdeling. Bij een scherp afgeronde kop kan deze druk zelfs negatief worden, dus lager dan de atmosferische druk. De snelheden worden bij gekromde stroomlijnen aanmerkelijk groter dan bij rechte stroomlijnen met een hydrostatische drukverdeling.

Conclusie: Alleen bij rechte en evenwijdiggestroomlijnen is het piëzometrisch niveau over een leidingdoorsnede constant, en kan men dit piëzometrisch niveau als volgt bepalen:

Gesloten leiding : piëzometer aan de wand,

Open leiding : hoogte waterspiegel.

4.6 Toepassing van de Wet van Bernoulli bij debietmetingen.

Wanneer men nu de Wet van Bernoulli toepast op een kort versnellingsgebied ingesloten tussen loodrechte doorsneden over rechte- en evenwijdige stroomlijnen dan luidt deze als volgt:

$$\left(z + \frac{p}{\rho g}\right)_1 + \alpha \frac{\bar{v}_1^2}{2g} = \left(z + \frac{p}{\rho g}\right)_2 + \alpha \frac{\bar{v}_2^2}{2g}$$

(waarbij de snelheidsverdelingen gelijkvormig zijn
verondersteld: $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$)

Motivering:

- a. Kort versnellingsgebied $\rightarrow$ energieverliezen t.g.v. wandwrijving en turbulentie gering t.o.v. interne omzettingen van energie.
- b. In elk van de dwarsdoorsneden op rechte en evenwijdige stroomlijnen heerst een constant piëzometrisch niveau. $\frac{p}{\rho g} + z$.
- c. De kinetische energie in deze dwarsdoorsnede kan als $\propto \frac{\bar{v}^2}{2g}$ in de gemiddelde profielsnelheid $\bar{v} = \frac{\int v dA}{A} = \frac{Q}{A}$ worden uitgedrukt.

Deze wetenschap zal worden gebruikt ten behoeve van de metingen van debieten in leidingen.

4.7 Debietmeting in buizen (T.V. band 3).

De algemene methode voor debietmeting in buizen is dat men plaatselijk een vernauwing in de leiding maakt, waarin de stroomsnelheid $\bar{v}_2$ aanzienlijk hoger is dan in de normale leidingdoorsnede ($\bar{v}_1$).

4.7.1 Venturimeter.

In de doorsneden 1 en 2 zijn de stroomlijnen recht en evenwijdig, het piëzometrisch niveau kan aan de wand worden gemeten (fig. 4.7.1).

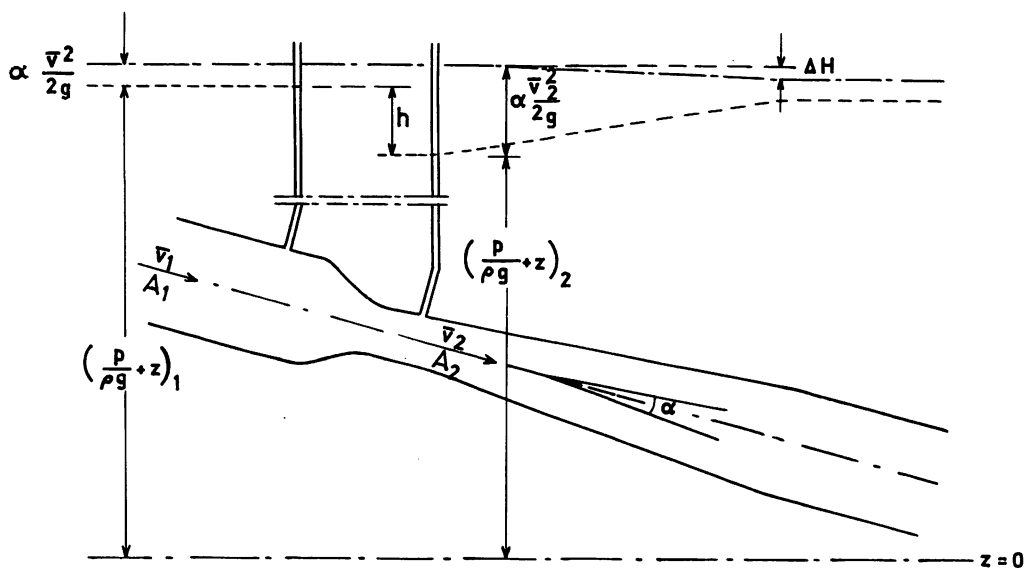


Fig. 4.7.1.

Het gedeelte ingesloten tussen de doorsneden 1 en 2 is bovendien een kort versnellingsgebied, waarin de wrijvingsverliezen kunnen worden verwaarloosd tegenover de interne energie omzettingen, d.w.z. de energiehogte mag constant worden verondersteld. M.a.w.: men mag de Wet van Bernoulli op dit stromingsdeel toepassen:

$$H = \text{constant} = \left(\frac{p}{\rho g} + z\right)_1 + \alpha \frac{\bar{v}_1^2}{2g} = \left(\frac{p}{\rho g} + z\right)_2 + \alpha \frac{\bar{v}_2^2}{2g}$$

$$\text{òf:} \quad \alpha \left(\frac{\bar{v}_2^2}{2g} - \frac{\bar{v}_1^2}{2g} \right) = \left(\frac{p}{\rho g} + z \right)_1 - \left(\frac{p}{\rho g} + z \right)_2 = h$$

$$\text{dus:} \quad \bar{v}_2^2 - \bar{v}_1^2 = \frac{2}{\alpha} gh$$

continuïteitsvoorwaarde:

$$Q = \bar{v}_1 A_1 = \bar{v}_2 A_2 \quad \text{of} \quad \bar{v}_2^2 = \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 \bar{v}_1^2$$

ingevuld geeft:

$$\left\{ \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 - 1 \right\} \bar{v}_1^2 = \frac{2}{\alpha} gh \quad \text{of} \quad \bar{v}_1 = \frac{\sqrt{2g}}{\alpha \sqrt{\left\{ \frac{A_1^2}{A_2^2} - 1 \right\}}} \sqrt{h}$$

Het leidingdebiet:

$$Q = \bar{v}_1 A_1 = \sqrt{\frac{2g A_1^2}{\alpha \left\{ \frac{A_1^2}{A_2^2} - 1 \right\}}} \sqrt{h} = C \sqrt{h}$$

C is opgebouwd uit de leidingdoorsnede A_1 , de keelverhouding $\frac{A_2}{A_1}$ en de correctiefactor α voor de snelheidshogte.

Voor een bepaalde bouw van de venturimeter zijn dit constanten, zodat C door ijking kan worden bepaald.

Opmerkingen:

- a. N.B. α verandert wel wanneer de snelheidsverdeling wordt verstoord. Bochten en afsluiters bovenstrooms kunnen hiertoe aanleiding geven, doch ook benedenstrooms gelegen onregelmatigheden kunnen zich tot in de venturimeter voortplanten. Hoe groter de keelverhouding A_2/A_1 is, hoe langer moet de storingsvrije aanvoerleiding zijn.

In technische handleidingen voor het inbouwen van venturimeters vindt men aanwijzingen omtrent de minimum afstanden van storingen bovenstrooms en benedenstrooms.

- b. Terplaatse waar de venturimeter wordt ingebouwd moet voldoende druk in de leiding aanwezig zijn zodat zich in de keel geen dampbellen kunnen vormen of onderdruk kan ontstaan die storend op de meting werken.
- c. Het lange uitloopstuk van de venturimeter dient om de wervelverliezen bij de divergerende stroomlijnen zoveel mogelijk te beperken.*)

$$-\Delta H = -\Delta \left(\frac{p}{\rho g} + z \right) \text{ want } \alpha \frac{v^2}{2g} \text{ is voor en achter de venturimeter gelijk.}$$

De langzaam divergerende uitloop houdt dus het energieverlies en dus ook het drukverlies in de venturimeter zo laag mogelijk.

Wanneer men niet zo zuinig hoeft te zijn met drukverliezen, kan men volstaan met een goedkopere uitvoering.

4.7.2 Meettuit (Düse, Nozzle).

De hydrostatische drukverdeling zet zich in de draaiende watermassa's rondom de straal, de neren, voort.

N.B.: Vertragingsverlies! (fig. 4.7.2.)

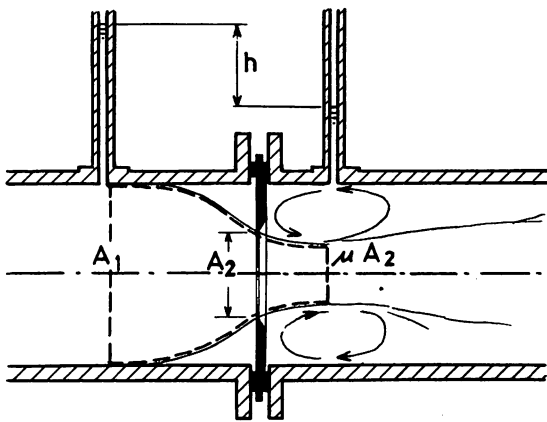


Fig. 4.7.3.

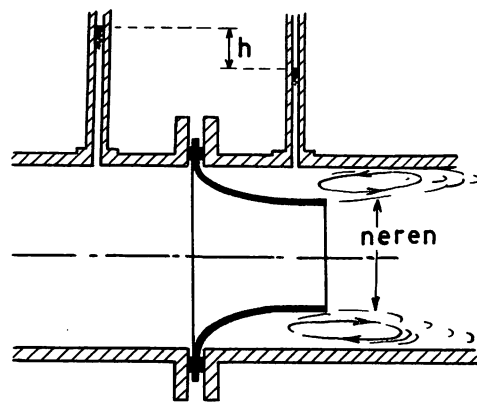


Fig. 4.7.2.

4.7.3 Meetflens (Blende, orifice).

Hier heeft men nog te maken met de contractie van de straal achter de opening. Men moet de Wet van Bernoulli toepassen op de stroming tussen de doorsneden A_1 en μA_2 , zodat de afvoerformule wordt:

*) Literatuur H.Rouse, Engineering Hydraulics, 1950, pag. 418.

$$Q = \sqrt{\frac{2gA_1^2}{\frac{A_1^2}{\mu^2 A_2^2} - 1}} \sqrt{h} = C^1 \sqrt{h}$$

μ = contractieverhouding van de opening. Contractie ontstaat doordat een knik in stroomlijnen onmogelijk is (fig. 4,7.3).

4.8 Debietmetingen in open leidingen.

Zoals dit voor de gesloten leidingen (buizen) is gebeurd, zal men ook hier een vernauwing in de leiding maken teneinde een kort versnellingsgebied te doen ontstaan dat is ingesloten tussen een begin- en einddoorsnede over rechte en evenwijdige stroomlijnen. Op dit versnellingsgebied wordt dan weer de wet van Bernoulli toegepast die een betrekking levert tussen de beide piëzometrische niveaus en de beide snelheidshoogten in begin- en einddoorsnede. Bij de gesloten leidingen kon dan vervolgens de verhouding tussen de snelheden in de begin- en einddoorsneden worden uitgedrukt in de bekende leiding doorsneden op die plaatsen.

Dit leverde de mogelijkheid tot eliminatie van één van de snelheden in de Wet van Bernoulli zodat de resterende snelheid kon worden uitgedrukt in het verschil tussen de piëzometrische niveaus in begin- en einddoorsnede. Tenslotte werd deze snelheid met de daarbij behorende, bekende, buisdoorsnede vermenigvuldigd, waarmede dan de gezochte uitdrukking voor het debiet als functie van het verschil tussen de beide piëzometrische niveaus was verkregen.

Ten aanzien van de debietmeting ligt het verschil tussen gesloten- en open leidingen in het feit dat bij de laatste de leidingdoorsneden niet constant zijn en dus moeten worden gemeten. Men doet dit door de waterniveaus in deze doorsneden op te nemen aangezien er bij een bepaalde vorm van de leidingdoorsnede een eenduidig verband bestaat tussen de waterhoogte en het oppervlak van de doorsnede. Aangezien de begin- en einddoorsnede over rechte- en evenwijdige stroomlijnen worden gekozen, leveren deze waterniveaus tevens de benodigde piëzometrische niveaus in de begin- en einddoorsnede.

Men zou een dergelijke meetinrichting een open venturimeter kunnen noemen. Het debiet is dan uit te drukken in de waterpeilen voor en in de vernauwing. De noodzaak om beide waterpeilen te meten, komt voort uit het feit dat er geen vaststaand verband is tussen de snelheid en de waterdiepte in een leidingdoorsnede. Immers de waterspiegel kan horizontaal zijn, zowel bij een grote als bij een kleine waterdiepte en in beide gevallen is de snelheid (en dus ook het debiet) gelijk aan nul.

Het stromingsbeeld bij een bepaald debiet zal afhangen van de condities in het benedenste leidingvak. Er blijkt echter een bijzondere bewegings-toestand te zijn waarbij er wel een vaste relatie tussen waterdiepte en stroomsnelheid bestaat, zodat er bij een bepaald debiet een bepaald stromingsbeeld zal behoren. Zo'n toestand is bijvoorbeeld bij een waterval aanwezig. Bij een bepaalde waterdiepte boven de rotswand behoort een zekere stroomsnelheid en dus ook een bepaald debiet. Het gaat er nu bij de debiet-meting om het verband te vinden tussen het debiet en deze waterdiepte of een andere, gemakkelijker te bepalen, lengte maat die het stromingsbeeld ter plaatse kan typeren.

4.9 Grenstoestand tussen stromend- en schietend water (T.V. band 3).

Men spreekt van een niet eenparige, geleidelijk veranderende beweging wanneer de stroomlijnen nog bijna recht en evenwijdig zijn, zodat men nog mag aannemen dat het piëzometrisch niveau van elk punt in een leiding-doorsnede met het waterniveau ter plaatse samenvalt.

De begin- en einddoorsneden van het versnellingsgebied dat voor de debiet-meting wordt gekozen, zijn in feite doorsneden over niet eenparige, geleidelijk veranderende bewegingen. In het daartussen gelegen versnellingsgebied is de beweging uiteraard snel veranderend en geenszins eenparig. Voor de gehele beweging in het korte versnellingsgebied geldt één energieniveau dat in de benedenstroomse doorsnede op een hoogte H_0 boven de bodem van de vernauwing ligt. Dit is de specifieke energiehogte in deze doorsnede.

$$H_0 = y + (\alpha) \frac{\bar{v}^2}{2g}$$

y = de hoogte van de waterspiegel dus ook de hoogte van het piëzometrisch niveau boven de bodem, want de kromming van de stroomlijnen mag worden verwaarloosd. *)

Beschouw het geval van een rechthoekig leidingprofiel waarin een drempel met lengte L en breedte B is aangebracht met een hoogte P boven de bodem van de leiding. (fig. 4.9.0). De afvoer per eenheid van breedte is dan

$$\frac{Q}{B} = q = \bar{v} y \quad \text{dus} \quad \bar{v} = \frac{q}{y}$$

$$\text{en} \quad H_0 = y + \alpha \frac{q^2}{2gy^2}$$

*) In tegenstelling tot het energieniveau dat ten opzichte van een horizontaal referentieniveau wordt aangegeven is de specifieke energiehogte de afstand tussen het energieniveau en de bodem in de beschouwde leidingdoorsnede. Bijv. is er in fig. 4.9.0 sprake van een energieniveau en van twee specifieke energiehogten H_{01} en $H_{0\min}$.

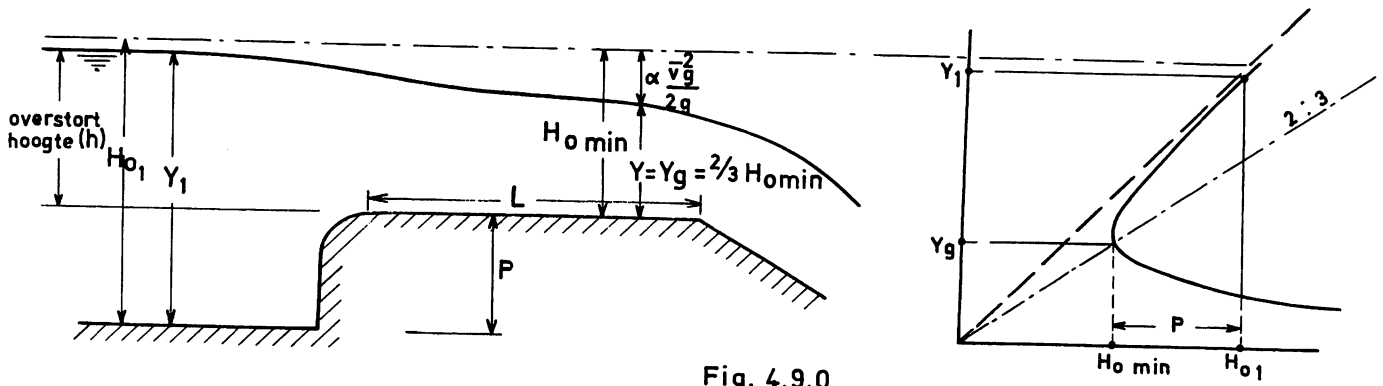


Fig. 4.9.0.

Er is bij een bepaald debiet dus een vaste relatie tussen de specifieke energiehogte H_o en de waterdiepte (fig. 4.9.1.).

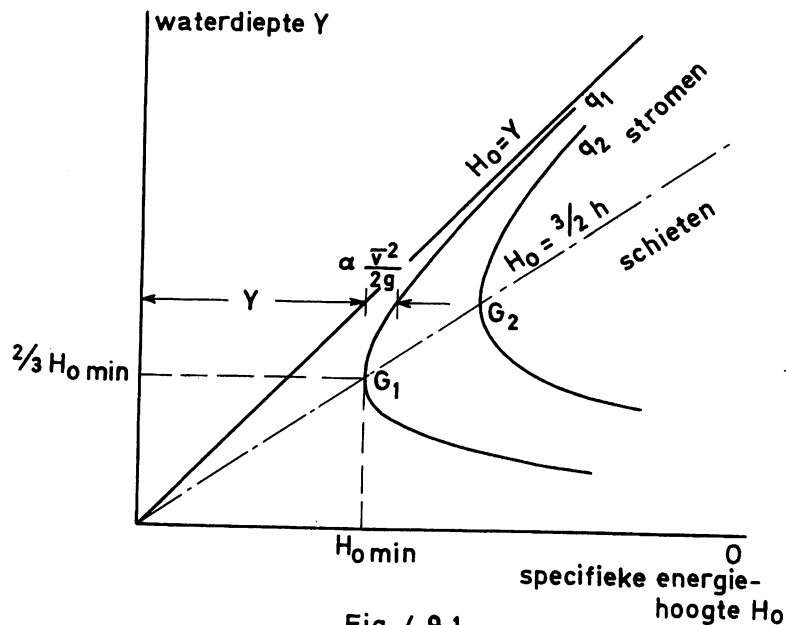


Fig. 4.9.1.

Nadert y naar nul, dan gaat H_o naar oneindig. Nadert y naar oneindig dan nadert H_o tot y . In een grafische voorstelling met H_o op de horizontale en y op de verticale as, worden de asymptoten gevormd door de H_o -as en een lijn onder 1:1 door de oorsprong. Tussen deze asymptoten zal H_o een minimum bereiken bij

$$\frac{dH_o}{dy} = 0$$

$$0 = 1 - \alpha \frac{q^2}{gy^3} \quad \text{of} \quad y = \sqrt[3]{\frac{\alpha q^2}{g}} = y_g, \text{ de grensdiepte.}$$

door invullen van $\frac{\alpha q^2}{g} = y_g^3$ en $y = y_g$ vindt men

$$H_o = y_g + \frac{y_g^3}{2y_g^2} = \frac{3}{2} y_g = H_o \text{ min}$$

Bij deze grenstoestand behoort een grenssnelheid v_g die is op te lossen uit

$$\alpha \frac{v_g^2}{2g} = H_o \text{ min} - y_g = \frac{3}{2} y_g - y_g = \frac{1}{2} y_g$$

dus:
$$v_g = \sqrt{gy_g \frac{1}{\alpha}}$$

Doorgaans is de snelheidsverdeling in de vernauwing zo regelmatig dat $\alpha = 1$ mag worden gekozen, dus $v_g = \sqrt{gy_g}$.

Bij het gekozen rechthoekige leidingprofiel geldt ook voor andere waarden van de afvoer q per breedte-eenheid dat $y_g = 2/3 H_o \text{ min}$.

In het H_o vs y diagram kunnen de grenstoestanden dus worden aangegeven door punten op een lijn onder 2:3 door de oorsprong.

Men kan afleiden dat deze helling voor een driehoekig dwarsprofiel 4:5 en voor een parabolisch dwarsprofiel 3:4 bedraagt.

In dit diagram geldt voor alle punten boven deze lijn dat de stroomsnelheid kleiner is dan de grenssnelheid ($\bar{v} < v_g$) en aangezien $q = \bar{v}y$, de waterdiepte groter is dan de grensdiepte ($y > y_g$). Men zegt dat het water dan stroomt. Wanneer $y < y_g$ (en $\bar{v} > v_g$) liggen de punten onder de lijn en men zegt dat het water schiet. De grenstoestand (bij elk bepaald debiet) is de overgang van stromend naar schietend water.

Het typerende van schietend water is nu dat veranderingen in het stromingsbeeld geen invloed in bovenstroomse richting doen gevoelen, storingen kunnen zich niet sneller dan met de grenssnelheid voortplanten.

Slaagt men er dus in om in de benedenstroomse einddoorsnede van een kort versnellingsgebied de grenstoestand tussen stromen en schieten te bereiken, dan wordt het gehele stromingsbeeld alleen nog maar door de bovenstroomse toestand bepaald en het is geïsoleerd van de invloeden van variaties in de benedenstroomse leiding.

Men kan deze gedachtengang met het volgende voorbeeld illustreren (zie ook T.V. band 3):

Een leiding met rechthoekig dwarsprofiel dient om water te onttrekken aan een groot reservoir met een vast waterpeil. Teneinde het transport door deze leiding te meten maakt men even benedenstrooms van het begin van de leiding een horizontale drempel op de bodem. Men regelt het debiet met behulp van een verder benedenstrooms aangebrachte schuif.

Bij gesloten schuif is het waterniveau in leiding en vernauwing gelijk aan het peil in het reservoir. Opent men de schuif dan zal zowel in de leiding als in de vernauwing het waterpeil zakken. In de vernauwing zal de stroomsnelheid het meeste toenemen. Zodra aldaar echter de grenstoestand is bereikt is het stromingsbeeld en dus het leidingdebiet alleen nog maar een functie van de toestand bovenstrooms die weer wordt bepaald door het vaste waterpeil in het reservoir. Niet de schuif, maar de vernauwing is nu de "control" geworden en het verder openen van de schuif heeft slechts een daling van het peil in de benedenstroomse leiding tengevolge, maar het debiet neemt niet verder toe. Hiermee is dan bereikt dat bij een bepaald debiet een bepaald stromingsbeeld behoort. Dat betekent dat er ook een unieke relatie tussen dit debiet en een kenmerkende afmeting van dit stromingsbeeld is.

Neemt men aan dat de drempel zo dicht bij het begin van de leiding is gelegen dat de energieverliezen in het bovenstroomse gedeelte eveneens kunnen worden verwaarloosd, dan wordt het stromingsbeeld in het korte versnellingsgebied geheel door het waterpeil in het reservoir bepaald. Dit is dan het energieniveau op een hoogte H_o boven de bodem.

Voor de grenstoestand boven de drempel geldt: $H_o = H_{o \text{ min}}$

$$y_g = 2/3 H_{o \text{ min}}$$

$$v_g = g^{1/2} y_g^{1/2} = (2/3)^{1/2} g^{1/2} H_{o \text{ min}}^{1/2}$$

$$q = v_g y_g = g^{1/2} (2/3)^{3/2} H_{o \text{ min}}^{3/2}$$

$$\text{dus } Q = B q = B g^{1/2} (2/3)^{3/2} H_{o \text{ min}}^{3/2}$$

Het H_o vs y diagram (fig.4.9.0) toont dat het water boven de drempel niet kan schieten want afname van de waterdiepte onder de grensdiepte zou gepaard moeten gaan met een toename van de specifieke energiehogte H_o dus met een stijging van het energieniveau en dit is uiteraard onmogelijk.

De overgang van stromen naar schieten (de grenstoestand) treedt dus op nabij het benedenstroomse einde van de drempel. Hier gaat de kromming van de stroomlijnen een storende invloed uitoefenen zodat de overgang van stromen naar schieten niet nauwkeurig kan worden aangewezen op grond van de onderhavige beschouwing die geldt voor praktisch rechte- en evenwijdige stroomlijnen. Achter de drempel wordt H_o groter en zal het water schieten.

Indien men ervoor kan zorgen dat de grenstoestand in de vernauwing optreedt m.a.w. dat het water althans over een klein gedeelte achter de vernauwing schiet, dan is het meetprobleem voor deze open leiding teruggebracht tot

de vraag hoe men het energieniveau in de vernauwing moet bepalen.

Volgens de Wet van Bernoulli zijn de energieniveaus aan het begin en het einde van het versnellingsgebied gelijk.

Wanneer het kanaal diep is ten opzichte van de overstorthoogte (h) boven de drempel: ($h + p \gg h$) zal de snelheid in de aanvoerleiding klein zijn en mag de snelheidshoogte aldaar tegenover H_0 worden verwaarloosd, m.a.w. men neemt dan aan dat het energieniveau samenvalt met de bovenstroomse waterspiegel en $H_0 = h =$ de overstorthoogte. Bij de meeste meetinrichtingen in open leidingen is dit inderdaad het geval en zorgt men ervoor dat de snelheden in de toevoerleiding zo gering zijn dat het energieniveau in de vernauwing met voldoende nauwkeurigheid door de bovenstroomse waterspiegel wordt aangegeven. Het is echter van belang dat er steeds aandacht aan dit punt wordt besteed en waar nodig een correctie voor de snelheidshoogte in de aanvoerleiding wordt aangebracht.

Opmerking: Terwijl de overgang van stromen naar schieten geleidelijk plaatsvindt, tekent de overgang van schieten naar stromen zich af als een "watersprong" ("standing wave"). Dit is een "schokgolf" die zich met een snelheid gelijk aan de grenssnelheid tegen de stroom in beweegt. Omdat het water zich bij de overgang van schieten naar stromen ook met diezelfde grenssnelheid beweegt, staat de watersprong stil. (fig. 4.9.4 + foto)

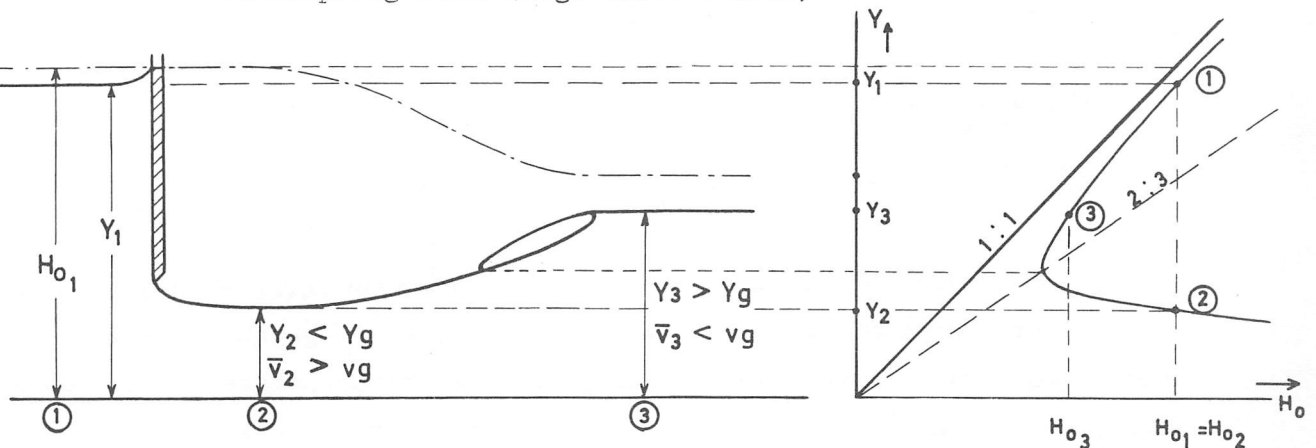
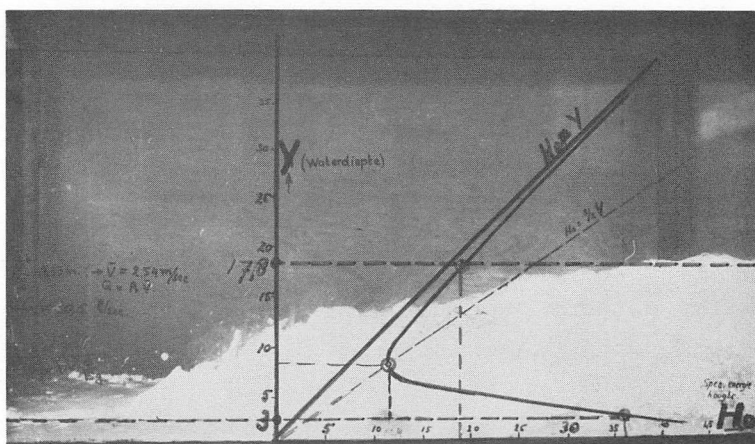


Fig. 4.9.4.



4.10 Meetinrichtingen in open leidingen (T.V. band 4).

4.10.1 Algemeen.

Wanneer boven een drempel de grenstoestand optreedt, spreekt men van een volkomen overlaat. Lijkt het stromingsbeeld veel op de hierboven behandelde stroming over een brede horizontale drempel in een leiding met een rechthoekig dwarsprofiel dan komt de betrekking tussen debiet en overstorthoogte dicht bij de afgeleide formule:

$$Q = B g^{\frac{1}{2}} (2/3)^{3/2} H_{o \min}^{3/2}$$

In het algemeen geldt:

$$Q = m B g^{\frac{1}{2}} (2/3)^{3/2} h^{3/2}$$

In de afvoercoëfficiënten zitten dan een aantal onvolkomenheden weggewerkt zoals:

- a. de stromingsweerstand op de drempel;
- b. de invloed van de contractie bij de bovenstroomse rand van de drempel: Vertragingsverlies bij divergentie achter de contractie of alleen maar verkleining van het profiel;
- c. de invloed van de in werkelijkheid optredende kromming van de stroomlijnen;
- d. de snelheidshoogte in de toevoerleiding.

Terwijl a. en b. afvoerverlagend zullen werken, werkt de neerwaartse kromming van de stroomlijnen afvoerverhogend, zoals bij de behandeling van de Wet van Bernoulli is uiteengezet. Ook de snelheidshoogte in de toevoerleiding doet de afvoercoëfficiënt m toenemen omdat het, zoals reeds bekend is, gaat om de hoogte van het energieniveau boven de drempel en niet om de overstorthoogte. De onder c. en d. genoemde invloeden nemen duidelijk bij groter wordende afvoer toe en bepalen in feite bij lange overlaten de grens tot welke de afvoercoëfficiënt als constante kan worden beschouwd. Zodra de benedenwaterstand zo hoog wordt dat deze het stromingsbeeld in de vernauwing ("control") gaat beïnvloeden wordt de overlaat onvolkomen en men zegt dat de overlaat verdinkt.

Afhankelijk van het type gebeurt dit bij een bepaalde opstuwingsgraad h_2/h_1 (zie grafieken).

Men onderscheidt de volgende typen overlaten:

4.10.2 Lange overlaten ("broad crested weirs"),

waarbij tot een bepaalde maximale waarde van de verhouding tussen de overstorthoogte (eigenlijk hoogte energielijn) en de lengte L van de

drempel de stroomlijnen op de drempel nagenoeg evenwijdig blijven.

$$Q = mB 1,71 h^{3/2} (m^3 s^{-1}), \text{ want } (2/3)^{3/2} (9,81)^{1/2} = 1,71 m^{1/2} s^{-1}$$

of:

$$Q = mB 3,09 h^{3/2} (ft^3 s^{-1})$$

Deze formule geldt voor de horizontale vlakke drempel met afgeronde neus (Romijn-overlaat) in een kanaal met rechthoekige doorsnede (fig. 4.10.2.1).

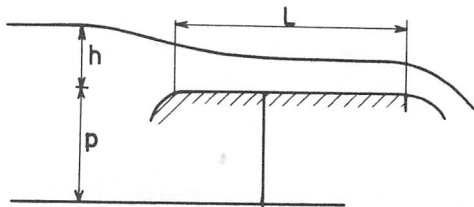


Fig. 4.10.2.1.



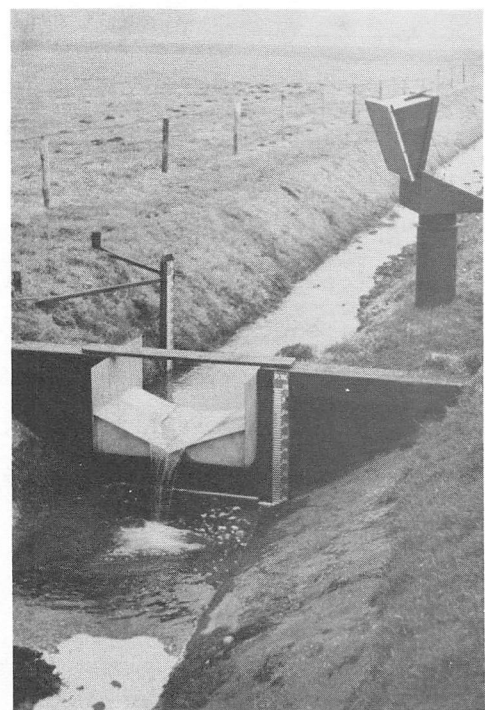
horizontaal geknikt
Fig. 4.10.2.2.

Voor $0,1 < h/L < 0,5$ en $0,2 < \frac{h}{h+p} < 0,6$ is m constant en gelijk aan 0,96.

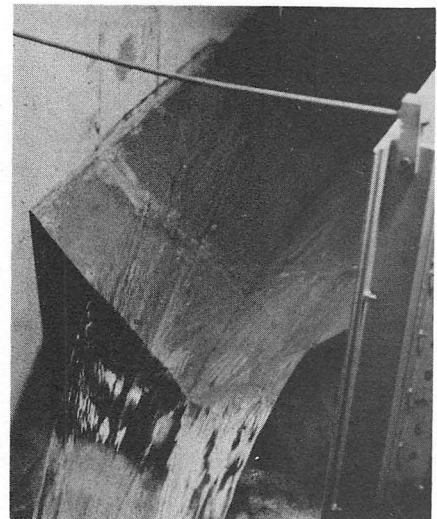
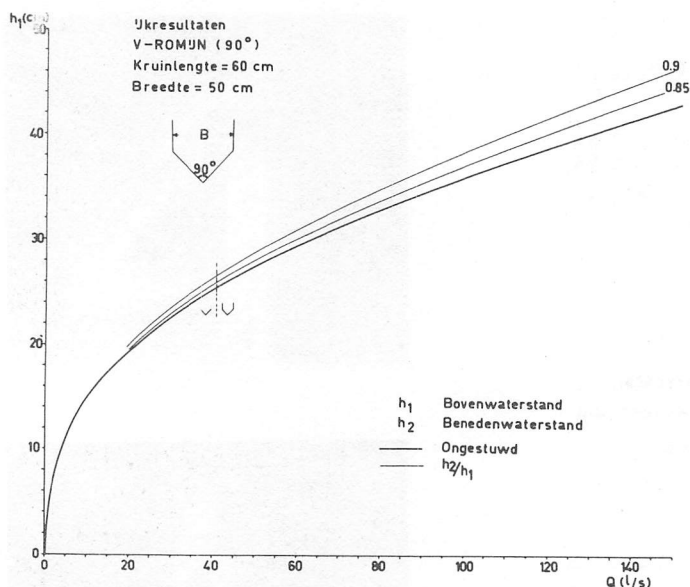
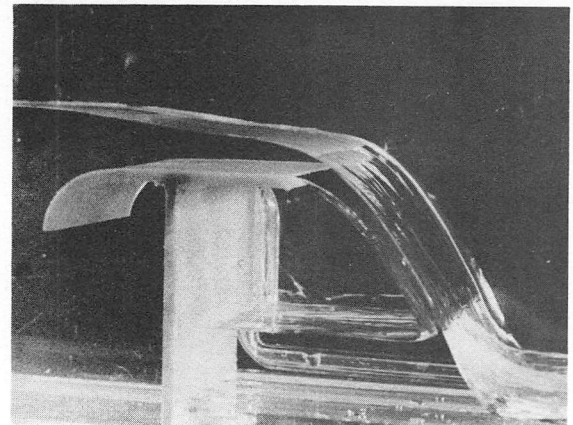
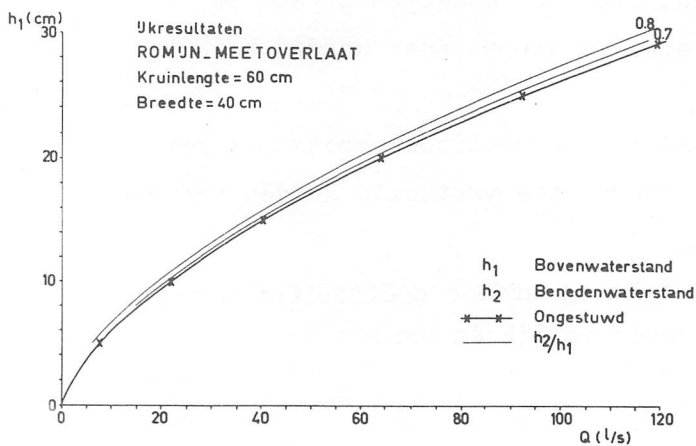
Voor een horizontaal geknikte drempel geldt een exponent $5/2$ zodat $Q = a h^{5/2}$ waarbij a onder andere afhankelijk is van de knikhoek (fig. 4.10.2.2).

geknikte lange overlaat
bij Eibergen

Romijn meetoverlaat
(Mussel-Aa, Gron.)



Voor een horizontale parabolische drempel is $Q + a h^2$.



4.10.3 Scherpe overlaten ("sharp crested weirs").

De vernauwing wordt hier gevormd door een metalen plaat met een opening van bepaalde vorm waarvan de randen zodanig scherp zijn afgewerkt dat de straal ook bij tamelijk kleine overstorthoogten vrijspringt zodra deze de vlakke bovenstroomse zijde verlaat.

Hoewel hierbij in het geheel geen sprake meer is van rechte en evenwijdige stroomlijnen gaat men toch van dezelfde formulevorm uit en verwerkt de invloeden van de contractie en de straalkromming in de afvoercoëfficiënt m . In tegenstelling tot de lange meetoverlaten blijken deze invloeden hier binnen ruime grenzen onafhankelijk van het debiet te zijn; bij toenemend debiet wordt het stromingsbeeld gelijkvormig vergroot. Ook hier geldt weer het algemene uitgangspunt dat er een unieke relatie moet bestaan tussen het debiet en het stromingsbeeld.

Daaruit volgt, dat niet alleen boven, maar ook onder de straal de atmosferische druk moet heersen. M.a.w. de straal moet worden belucht.

De Rehbock overlaat (suppressed weir) is een verticaal meetschot met horizontale, scherpe rand tussen de doorgaande verticale wanden van een rechthoekig kanaal (fig. 4.10.3.1).

Voor $h/p < 1/3$ en $0,03 \text{ m} < h < 0,80 \text{ m}$ is de afvoer coëfficiënt $m = 1,1$ zodat de "constante" in de afvoerformule gelijk is aan:

$$1,1 \times 1,71 = 1,86 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$$

$$Q = 1,86 B h^{3/2} (\text{m}^3 \text{ s}^{-1})$$

N.B. straal beluchten!

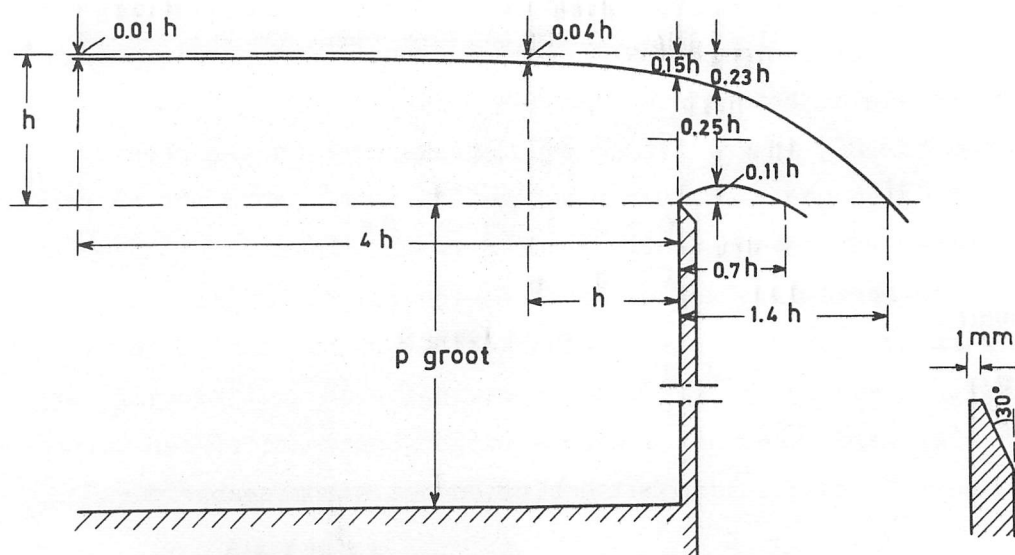
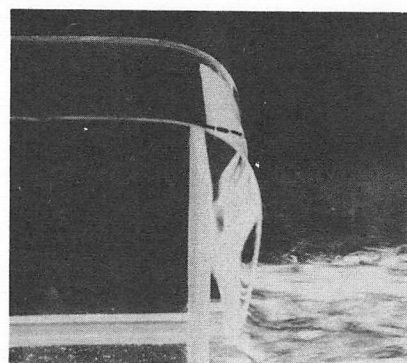
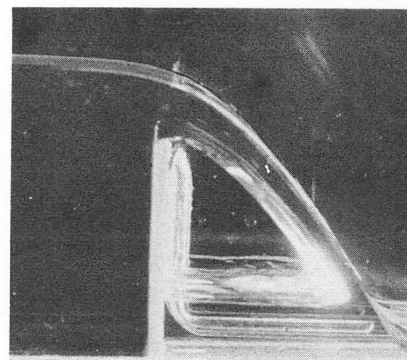
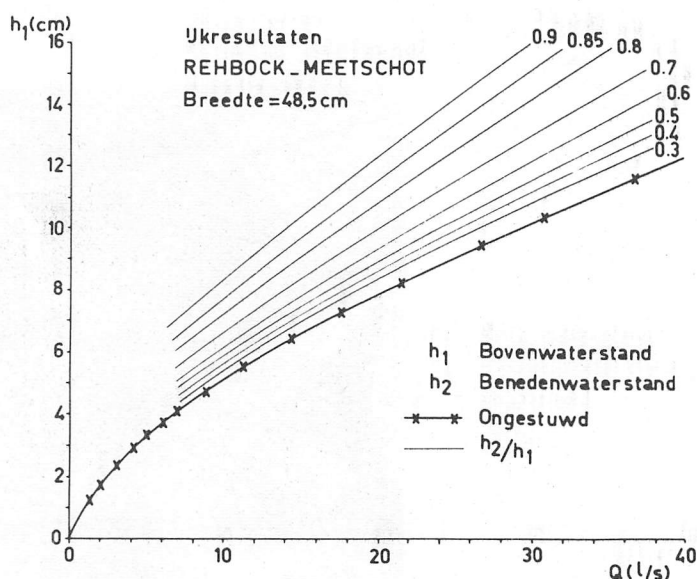
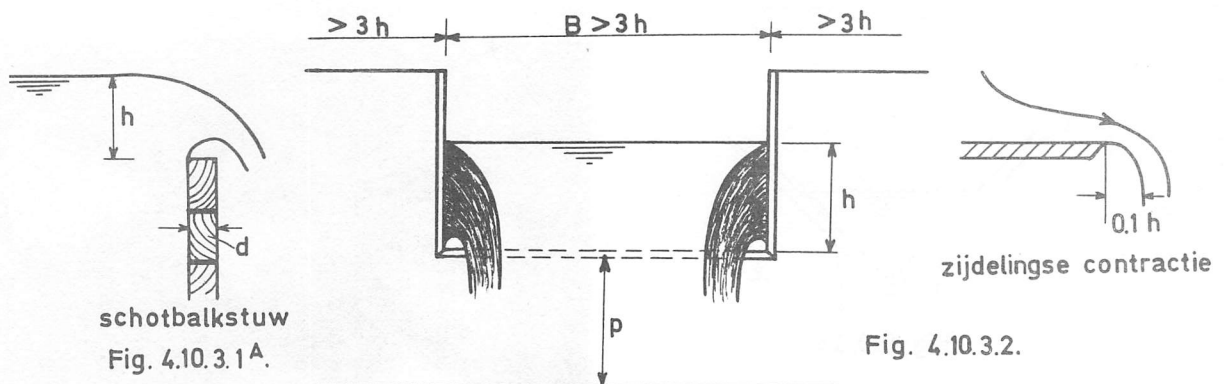


Fig. 4.10.3.1.

Voor een schotbalkstuw (fig. 4.10.3.1.A) met $h > 1,5 d$ (d = dikke schotbalk) springt de straal bij een scherpe rand wel vrij en geldt de benaderende formule:

$$Q = 1,9 B h^{3/2} \text{ (m}^3 \text{ s}^{-1}\text{)}$$



De rechthoekige overlaat met zijdelingse contractie.

In het algemeen zal de breedte van de kruin beperkt zijn t.o.v. de breedte van de waterspiegel in de aanvoerleiding (fig. 4.10.3.2).

De zijdelingse toestroming veroorzaakt dan een extra contractie van de straal die de werkzame breedte van de opening verkleint. Bij een voldoende breedte van de aanvoerleiding is deze zijdelingse contractie compleet en kan men deze in rekening brengen door in de formule de breedte B van de opening met $2 \times 0,1 h$ te verminderen zodat

$$Q = 1,86 (B - 0,2 h) h^{3/2} \text{ (m}^3 \text{ s}^{-1}\text{)}$$

(formule van Francis)

N.B. De onderzijde van de straal wordt hier vanzelf belucht.

Bij de Cipolletti overlaat wordt de invloed van de zijdelingse contractie gecompenseerd door een wijkende stand van de zijanten onder 4:1 (fig. 4.10.3.3), zodat

$$Q = 1,86 B h^{3/2} \text{ (m}^3 \text{ s}^{-1}\text{)}$$

voor $h/B < 1/3$ en $h > 3 \text{ cm}$, anders kleeft de straal en springt niet vrij. Ook hier moet een volledige contractie, zowel in verticale als in zijdelingse zin, zijn verzekerd.

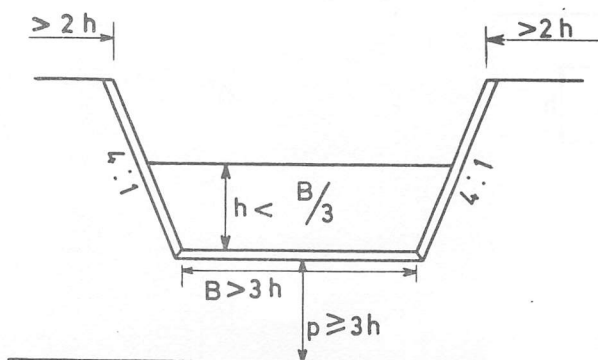
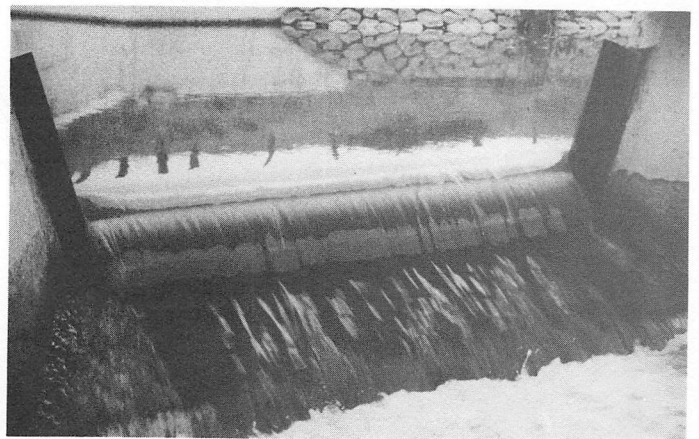


Fig. 4.10.3.3.



Thomson meetschot (V-notch) met neerwaartse gerichte tophoek van 90° (fig. 4.10.3.4).

$$Q = 1,38 h^{2,48} \text{ (m}^3 \text{ s}^{-1}\text{)}$$

Geschikt voor nauwkeurige meting, ook van kleine debieten.

Wordt veel in het laboratorium gebruikt.

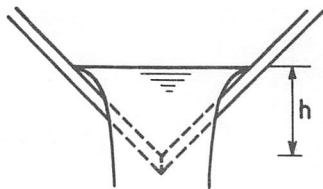
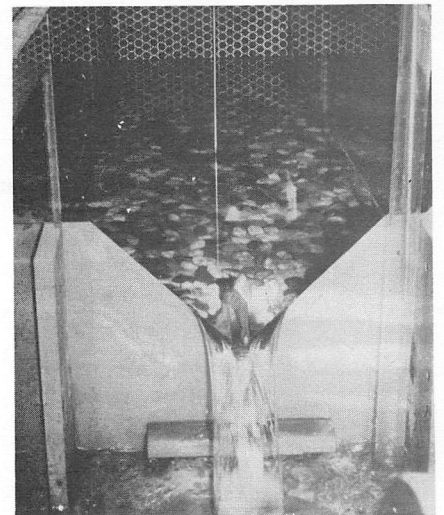
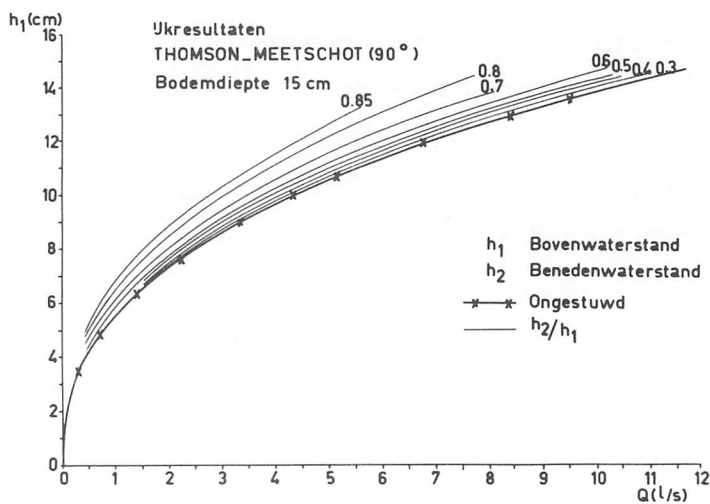
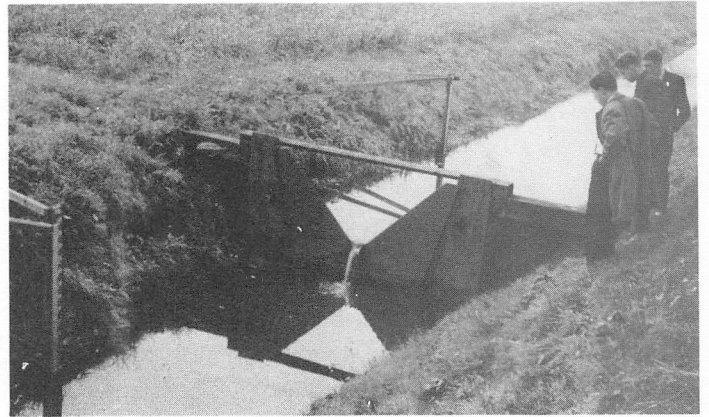


Fig. 4.10.3.4.



Meetschot met halfcirkelvormige opening (fig. 4.10.3.5).

$$Q = 2,8 r^{\frac{1}{2}} h^2 \text{ (m}^3 \text{ s}^{-1}\text{)} \text{ (benaderende formule)}$$

Voordeel: Er is geen symmetrielij n die verticaal moet worden gezet.

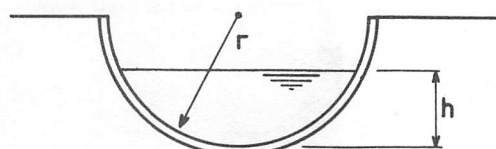
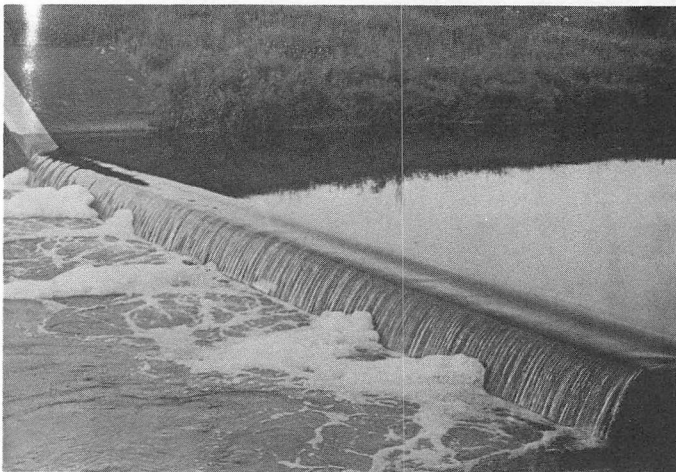


Fig. 4.10.3.5.

Algemene opmerking. Scherpe overlaten zijn kwetsbaar omdat de rand makkelijk wordt beschadigd. Overhangend vuil en waterplanten verstoren de nauwkeurigheid. De gevoeligheid voor een regelmatig snelheidspatroon in de aanvoerleiding is tamelijk groot.

4.10.4 Korte overlaten.

Tussen de twee uitersten van de lange- en de scherpe overlaten bestaat een groot aantal stuwvormen die afhankelijk van het debiet meer op de één dan wel op de andere lijken. Deze groep wordt als korte overlaten aangeduid.



Korte overlaat in de Groenlose Slinge



Korte overlaat in de Merckenfritz-Bach (Vogelsberg, W.-Duitsland)

4.10.5 Meetgoten.

Dit zijn de "critical depth flumes" of "standing wave flumes", vernauwingen waarin de grensdiepte (critical depth) optreedt, hetgeen indirect wordt bewezen door het optreden van een watersprong (standing wave) die immers aangeeft dat er weer schietend water in stromend water overgaat. Een uiterst belangrijke voorwaarde is natuurlijk dat het water voor de vernauwing stroomt.

Tot dit type behoren de "Parshall-flume", de "H-flume" de "trapezoidale flume" en vele andere. (fig. 4.10.5.)

De maatvoering is nauwkeurig voorgeschreven en het door ijking verkregen verband tussen het debiet en het piëzometrisch niveau op een nauwkeurig beschreven punt wordt in tabelvorm of in de formule gegeven.

De meetgoten zijn robuust en doorgaans minder gevoelig voor een onregelmatige snelheidsverdeling in de toevoerleiding.

Transport van drijvend vuil en bodemmateriaal vindt ongehinderd voortgang.

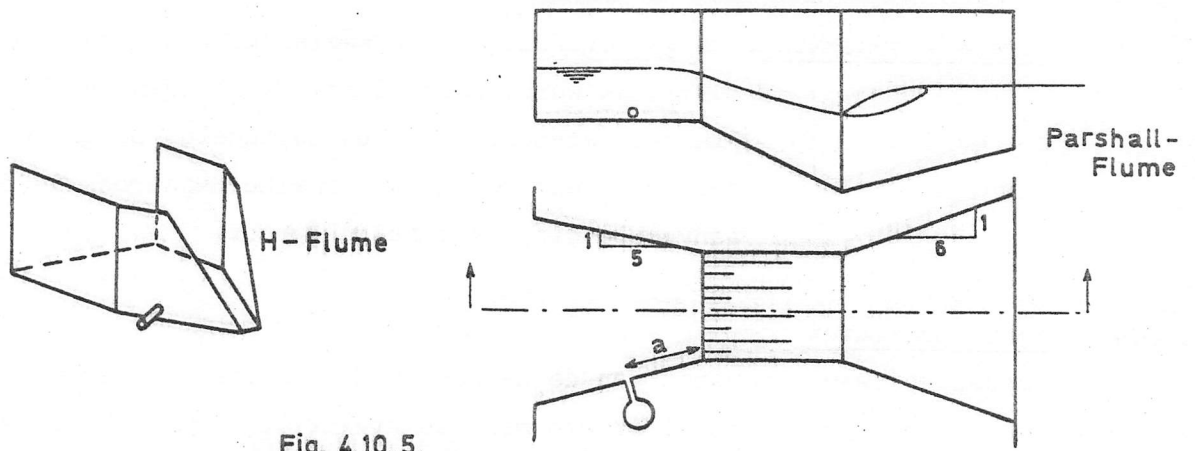
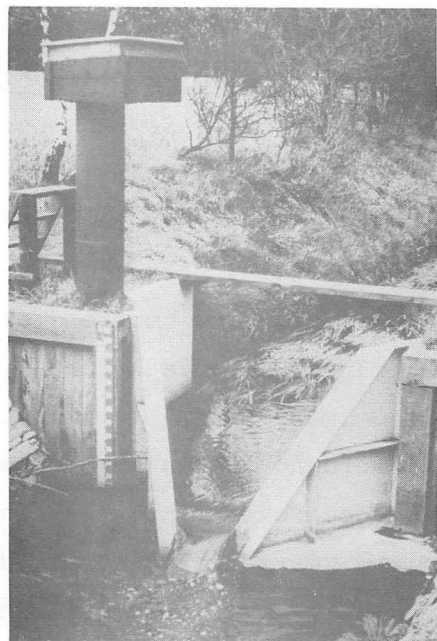
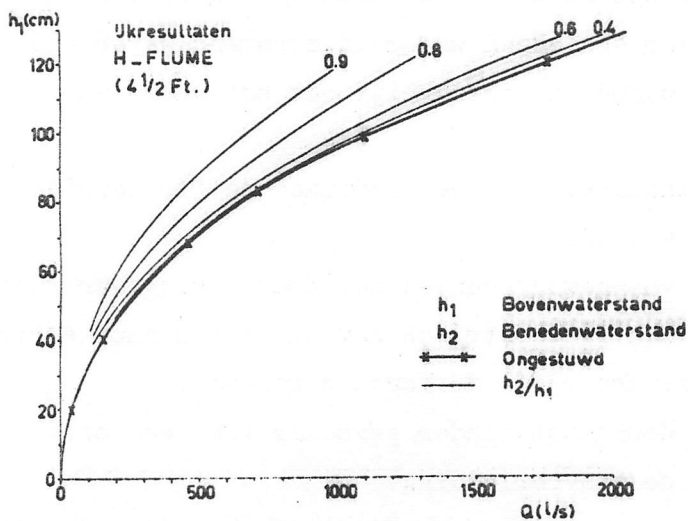
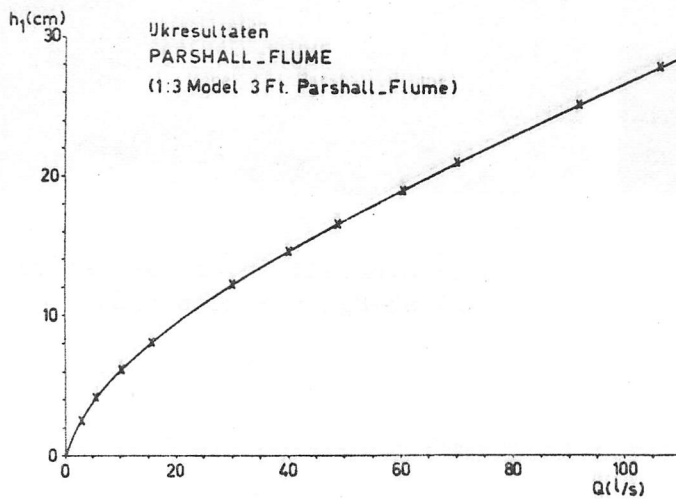
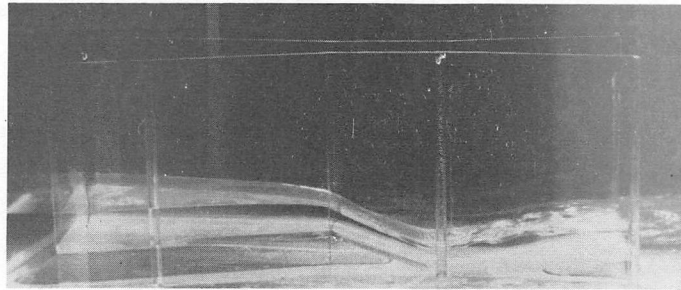


Fig. 4.10.5.



4.10.6 Meetnauwkeurigheid en meetbereik.

In de praktijk kunnen de meetnauwkeurigheid en het meetbereik een belangrijke rol spelen bij de keuze van een meetinrichting. De meetnauwkeurigheid wordt bepaald door de fout die bij het verrichten van de meting wordt gemaakt: de absolute fout.

De relatieve fout kan worden uitgedrukt als de afwijking tussen de gemeten- en de werkelijke grootte, gedeeld door de grootte zelf. De grootte van deze afwijking hangt af van de fouten die bij een meting kunnen optreden.

Dit zijn: A. Systematische fouten; deze worden voornamelijk veroorzaakt door het meetinstrument zelf, en

B. toevallige fouten die voor elke meting weer anders uitvallen.

Door een meting bijv. 10 maal te herhalen kan over de grootte van de toevallige fout een uitspraak worden gedaan. Over de systematische fout van het meetinstrument kan men alleen iets zeggen als de meting wordt vergeleken met het resultaat van een ander (nauwkeuriger) instrument.

De nauwkeurigheid waarmee in het veld de overstorthoogte (h) bij een meetinrichting kan worden gemeten, bepaalt de nauwkeurigheid waarmee het bijbehorende debiet (Q) kan worden berekend.

In het algemeen geldt:

$$Q = a h^b$$

Wenst men, dat het berekende debiet niet meer dan x % afwijkt van het werkelijke debiet, dan ligt tevens de benedengrens van het meetbereik van de betreffende meetinrichting vast.

$$\frac{dQ}{Q} = \frac{a \cdot b \cdot h^{b-1} dh}{a \cdot h^b} = b \cdot \frac{dh}{h}$$

Bij benadering: $\frac{\Delta Q}{Q} = b \cdot \frac{\Delta h}{h}$

Hierin stellen ΔQ en Δh de afwijkingen van Q resp. h voor.

Dit is dus het verband tussen de absolute fouten in het debiet en in de overstorthoogte.

Men kan nu schrijven:

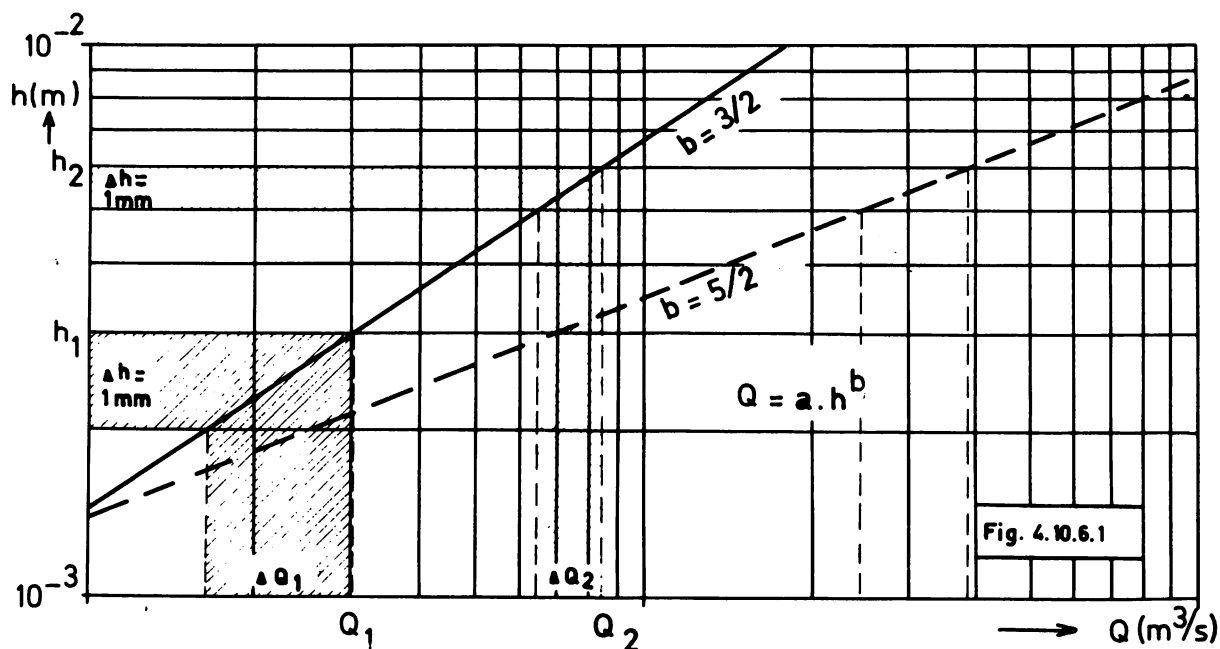
$$h = b \cdot \Delta h \cdot \frac{Q}{\Delta Q}$$

Drukt men vervolgens de toegelaten ΔQ uit als een percentage x % van $Q_{\min}$ dan volgt:

$$h = b \cdot \Delta h \cdot \frac{100}{x}$$

Het kleinste debiet dat nog met een nauwkeurigheid van x % kan worden berekend uit h is dan:

$$Q_{\min} = a \cdot h_{\min}^b = a \left(\frac{100}{x} b \Delta h \right)^b$$



In de figuur (4.10.6.1) is het verband tussen Q en h dubbel-logarithmisch uitgezet. Wanneer ΔQ is uitgedrukt als percentage van Q is de lengte van ΔQ op de logarithmische schaal overal gelijk.

Men ziet dat een absolute afwijking Δh een grotere procentuele afwijking ΔQ veroorzaakt naarmate h kleiner wordt, of b toeneemt.

Kiest men nu het toegestane afwijkingspercentage x van Q en projecteert men op een willekeurige plaats de bijbehorende lengte van x via de lijn $\log Q = \log a + b \log h$ op de $\log h$ -as, dan vindt men daar het traject (Δh) waarbinnen h mag variëren zonder dat het vastgestelde afwijkingspercentage x van Q wordt overschreden. Dit traject kan nu langs de $\log h$ -as worden verschoven, tot de lengte van de in de meetsituatie te verwachten Δh op de logarithmische schaal daarmee overeenkomt. De ter plaatse afgelezen waarde van h komt overeen met $h_{\min}$, de bijbehorende waarde van Q ($Q_{\min}$) valt nog juist binnen het vastgestelde afwijkingspercentage x . $Q_{\min}$ is dan de benedengrens van het meetbereik.

In het monogram (fig. 4.10.6,2) is de beschreven projectie en verschuiving verwerkt, zodat hiermee direct de benedengrens van het meetbereik kan worden afgelezen.

Literatuur: R.H. Pitlo, Nomogram ter bepaling van de ondergrens van het meetbereik bij debietmeetinrichtingen. Landb.tijdschr.

83e jrg., no.12, 1971.

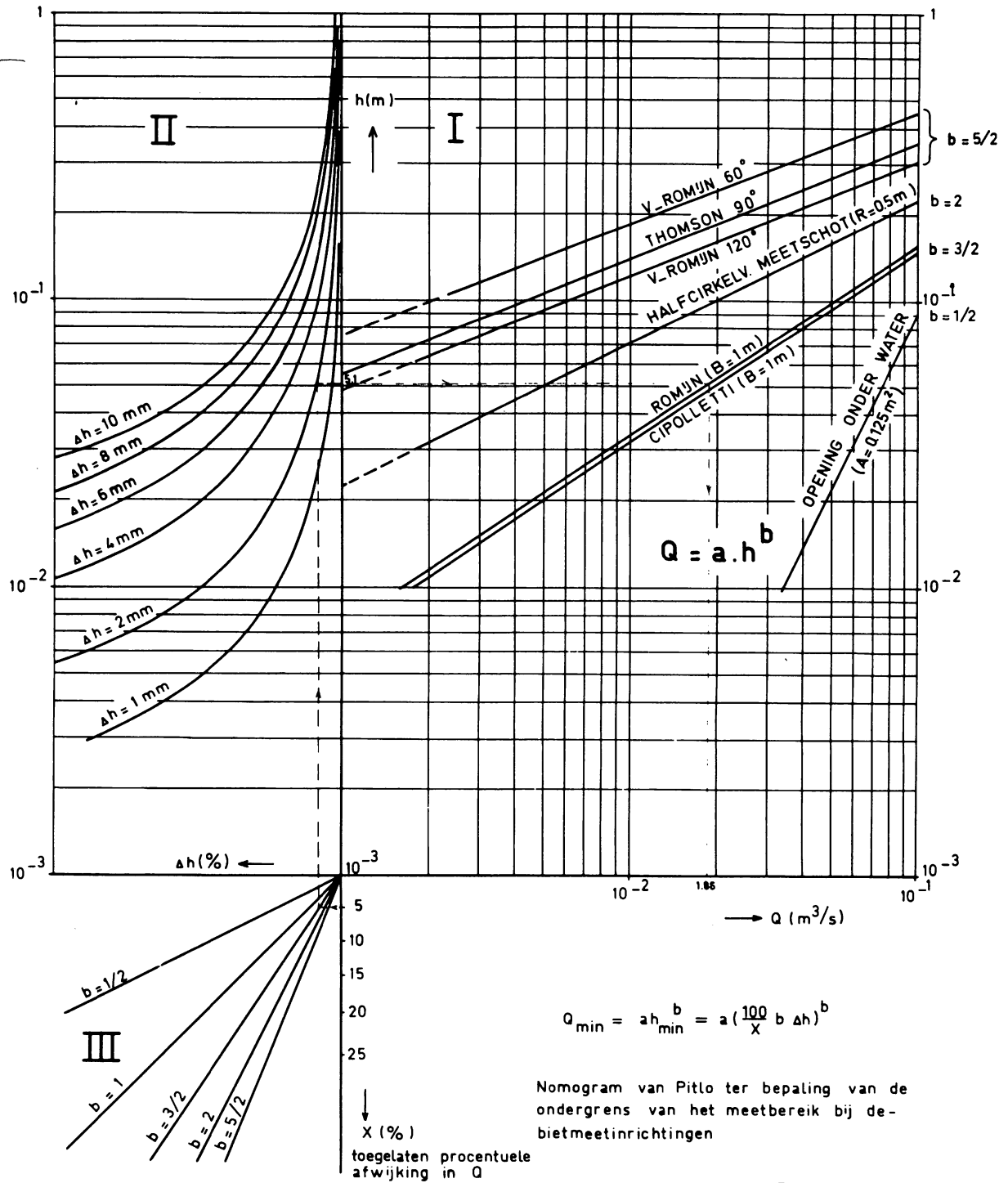


Fig. 4.10.6.2

4.11 Debietmeting bij stroming door een opening onder water.

Hier is weer sprake van contractie van de straal, uitgedrukt in de contractieverhouding μ . Deze is afhankelijk van grootte, vorm en afwerking van de opening.

De doorsneden (1) en (2) (over nagenoeg evenwijdige stroomlijnen) (zie fig. 4.11.1) begrenzen weer een kort versnellingsgebied.

Bernoulli:

$$\left(\frac{p}{\rho g} + z\right)_1 + \alpha \frac{\bar{v}_1^2}{2g} = \left(\frac{p}{\rho g} + z\right)_2 + \alpha \frac{\bar{v}_2^2}{2g}$$

$$\left(\frac{p}{\rho g} + z\right)_1 = h_1 \quad (\text{rechte, evenwijdige stroomlijnen})$$

$\left(\frac{p}{\rho g} + z\right)_2 = h_2$ want de gekromde stroming in de langzaam draaiende neren, die de straal omgeven, heeft een te verwaarlozen invloed op de drukverdeling, zodat in de gehele doorsnede (2) de hydrostatische drukverdeling heerst met een piëzometrisch niveau:

$$h_2 = \left(\frac{p}{\rho g} + z\right)_2$$

$$\text{Dus:} \quad \frac{\alpha}{2g} (\bar{v}_2^2 - \bar{v}_1^2) = h_1 - h_2$$

Continuïteitsvoorwaarde:

$$\frac{Q}{B} = q = \bar{v}_1 h_1 = \mu b \bar{v}_2 \quad \text{of} \quad \bar{v}_1^2 = \bar{v}_2^2 \left(\frac{\mu b}{h_1}\right)^2,$$

ingevuld geeft:

$$\bar{v}_2^2 \left(1 - \frac{\mu^2 b^2}{h_1^2}\right) = \frac{2g}{\alpha} (h_1 - h_2)$$

$$\frac{Q}{B} = q = \bar{v}_2 \mu b = b \sqrt{2g(h_1 - h_2)} \cdot \sqrt{\frac{\mu^2}{1 - \frac{\mu^2 b^2}{h_1^2}}}$$

$$\frac{Q}{B} = \mu b \sqrt{2g(h_1 - h_2)}$$

B = breedte van de spleet.

Deze afvoerformule werd uitgerekend voor een spleet met een hoogte b en een contractieverhouding μ .

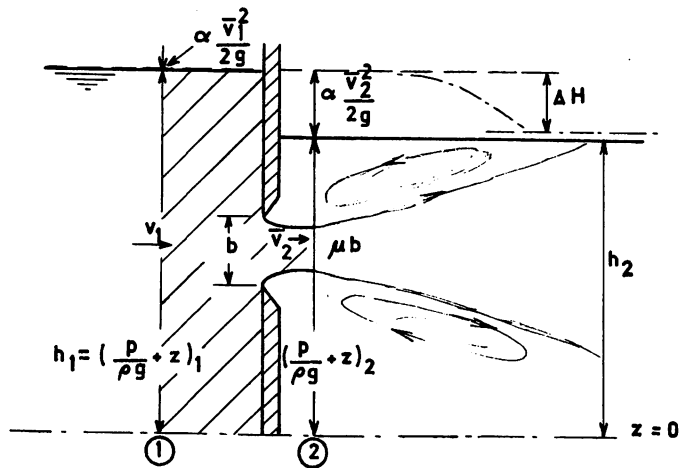


Fig. 4.11.1.

Voor een opening met alzijdige contractie wordt de formule

$$Q = m A \sqrt{2 g(h_1 - h_2)} \quad A = \text{opp. v.d. opening.}$$

Stelt men de oppervlakte van de bovenstroomse natte wand 0 dan loopt van $\frac{A}{O} = \text{klein tot } \frac{A}{O} = 0,4$ de afvoercoëfficiënt m slechts op van 0,61 tot 0,62 (experimenteel vastgesteld).

Bij de vrije uitstroming onder een schuif over een vlakke bodem (fig.4.11.2) heeft men met een andere contractie van de straal te maken en de wrijving is groter, waardoor de afvoercoëfficiënt m wat lager wordt.

Voor een vrij uittredende straal geldt:

$$\frac{Q}{B} = q = b \sqrt{2g h_1} \quad \frac{\mu}{\sqrt{1 + \mu \cdot b/h_1}} \quad (\text{zelf afleiden})$$

tot $b/h_1 = 0,6$ is μ gemiddeld 0,605. Bij toenemende b/h_1 neemt $m = \frac{\mu}{1 + \mu \cdot b/h_1}$ af en is te berekenen*)

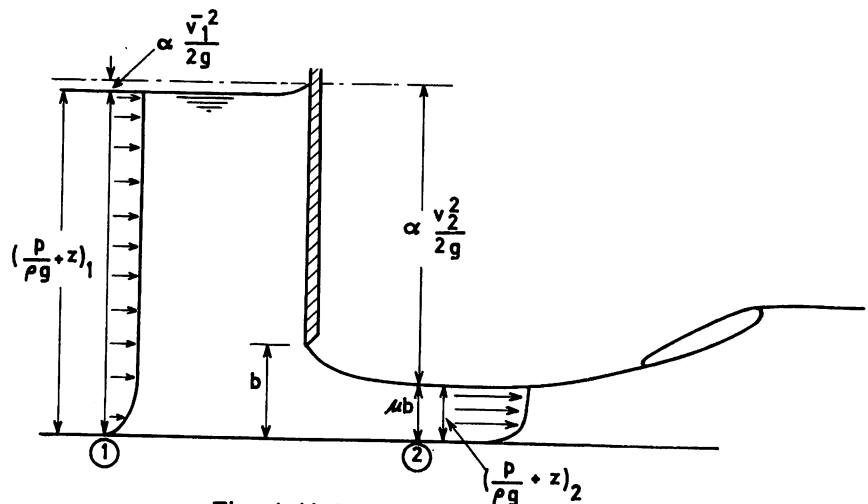


Fig. 4.11.2.

*) Literatuur: H.Rouse, Engineering Hydraulics, 1950, pag. 50.

Opmerking:

De stroming door de opening gaat gepaard met wrijving langs de wanden (wrijvingsverlies klein) en wervelverlies tijdens de divergentie (groot) van de stroomlijnen benedenstrooms van de vernauwing.

Beide vormen van energieverlies uiteten zich in het energieverval - ΔH .
Neemt het energieverval toe, dan wordt de afvoer en dus ook de snelheid zoveel groter tot het totaal van wrijvings- en vertragsingsverliezen weer gelijk is aan - ΔH .

Bij een gegeven energieverval - ΔH kan men de afvoer, en dus ook de afvoercoëfficiënt m , gunstig beïnvloeden door de aanleiding tot wrijvings- en vertragsingsverliezen zo klein mogelijk te maken (fig. 4.11.3):

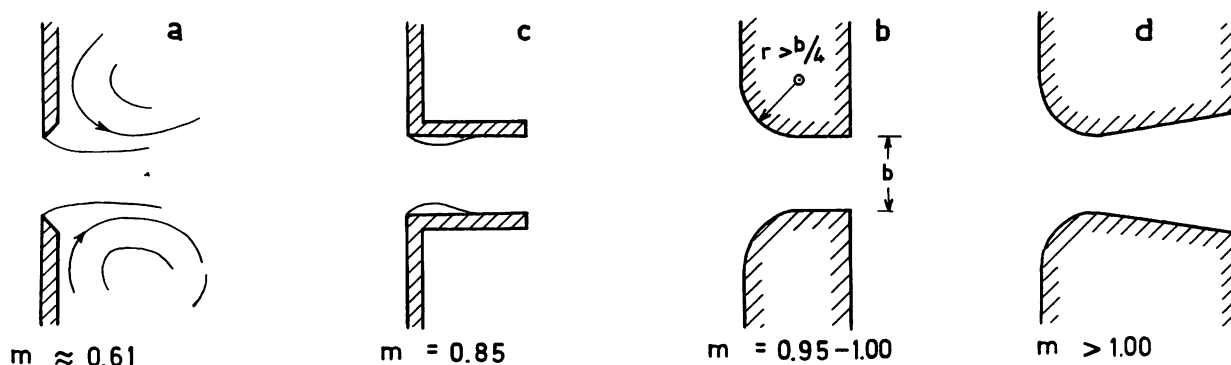


Fig. 4.11.3.

- a glad metalen uitvoering;
- b opheffen van de contractie door afronding aan de bovenstroomse kant. Kleinere contractie betekent lagere snelheid en dus kleinere vertragsingsverliezen in de daarop volgende divergentie;
- c aanbrengen van een tuit aan de benedenstroomse kant. Contractie wordt kleiner doordat de druk in de er naast gelegen neren wordt verlaagd;
- d flauw divergerende uitloop (vgl. Venturimeter). Hierdoor wordt de divergentie geleidelijker en de vertragsingsverliezen kleiner.

4.12 Debietmeting uit snelheidsprofielen.

Men kan de stroomsnelheid beschouwen als de hoeveelheid water die per tijdseenheid een oppervlakte-eenheid in de dwarsdoorsnede passeert (fig. 4.12.1). De totale afvoer vindt men dan door de stroomsnelheid over het gehele oppervlak van de dwarsdoorsnede te integreren in verticale en vervolgens in horizontale richting. Allereerst wordt daartoe de natte doorsnede van de beek zorgvuldig opgemeten. Daarna brengt men in de dwarsdoorsnede een aantal regelmatig verdeelde vertikalen aan (1 t/m 6 in fig. 4.12.2). Langs elke vertikaal meet men in een aantal punten de stroomsnelheid.

Het oppervlak van zo'n vertikaal snelheidsprofiel kan worden bepaald met een planimeter en levert de lokale afvoer q per breedte-eenheid van de dwarsdoorsnede. Vervolgens zet men deze lokale afvoeren op de desbetreffende plaatsen uit loodrecht op een lijn die de breedte op de waterspiegel voorstelt (fig. 4.12.3). Men trekt een omhullende kromme en bepaalt met behulp van de planimeter het oppervlak van de ingesloten figuur. Rekening houdende met de gekozen lengte en debieten schalen heeft men daarmee de totale afvoer per tijdseenheid berekend.

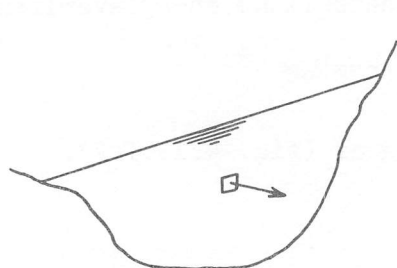


Fig. 4.12.1

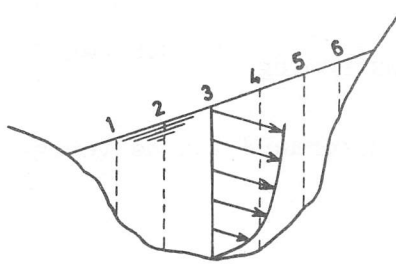


Fig. 4.12.2.

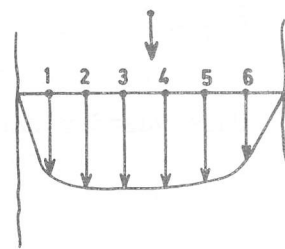


Fig. 4.12.3.

4.13 Energieverliezen in leidingen (T.V. band 4).

4.13.1 Vertragsingsverliezen.

In het voorgaande is reeds enige aandacht besteed aan deze vorm van energieverliezen welke ontstaan door toenemende turbulentie (werveling) bij divergerende stroomlijnen (fig. 4.13.1.1).

Deze zijn doorgaans niet te berekenen, doch het is bekend dat men de vertragsingsverliezen kan verkleinen door de divergentie van de stroomlijnen geleidelijk te doen verlopen.

Voorbeelden: Venturimeter,
schuifopening in sluisdeuren,
uitwateringssluizen (Afsluitdijk).

Lange uitloopconstructies zijn duur; men zal ze niet toepassen wanneer voldoende verval beschikbaar is of met lagere kosten kan worden verkregen.

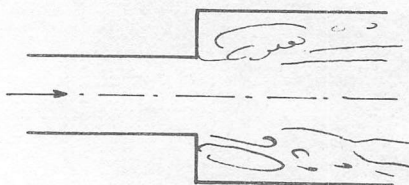
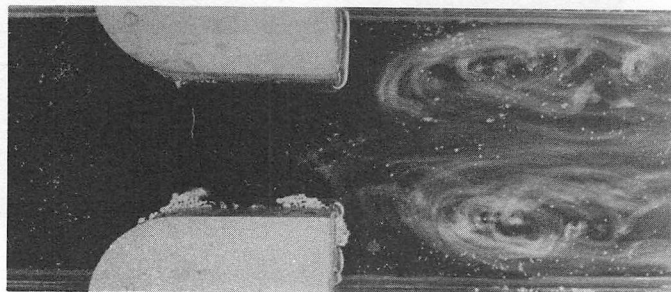


Fig. 4.13.1.1.



Afronding van de bovenstroomse kant van de opening is ook een middel om de vertragsingsverliezen te verkleinen. Door de contractie op te heffen verlaagt men de max. snelheid in de opening en daarmee de vertragsingsverliezen achter de opening (fig. 4.11.3). Deze maatregel is doorgaans minder kostbaar.

Verliezen na vernauwingen, bochten, knikken, verwijdingen enz. zijn in wezen alle vertragsingsverliezen, die men uitdrukt als een deel van de snelheidshoogte $\frac{v^2}{2g}$, dus:

$$\sum \xi_v \frac{v^2}{2g} = \text{som van plaatselijke energieverliezen.}$$

Bijvoorbeeld: $\xi_{\text{instroming}} = 0,5$ en $\xi_{\text{uitstroming}} = 1,0$.

Deze waarden hangen uiteraard van de vormgeving af (fig. 4.13.1.2).

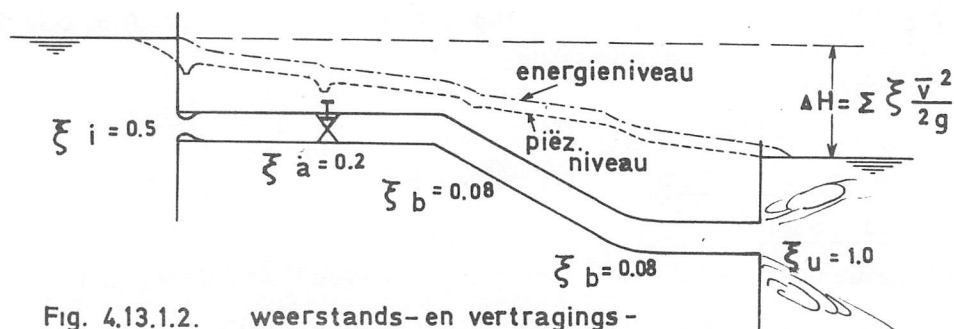
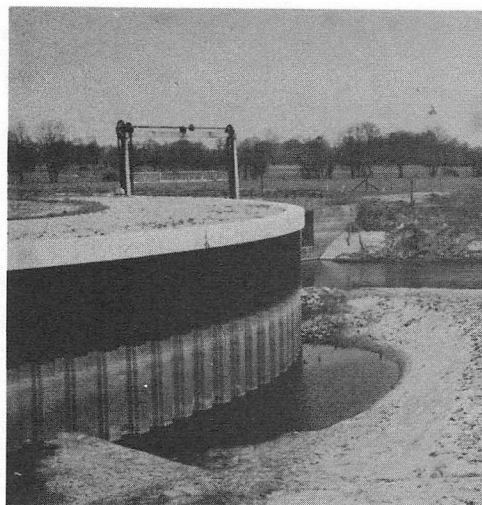


Fig. 4.13.1.2. weerstands- en vertragsingsverliezen

N.B. STEEDS MOETEN VERTRAGINGSVERLIEZEN BENEDENSTROOMS WORDEN VERNIETIGD:

OPPASSEN VOOR AANTASTING VAN BODEM EN TALUDS (foto).



4.13.2 Weerstandsverliezen.

Wanneer water stroomt door een rechte leiding met een onveranderlijk dwarsprofiel (prismatische leiding) spelen de vertragsingsverliezen geen rol zolang de stroming eenparig verloopt of er sprake is van een geleidelijk veranderende niet eenparige beweging (pos. en neg. kromme).

In deze gevallen bestaan de energieverliezen uitsluitend in wrijvingsarbeid die verricht wordt door de schuifspanningen en de normale turbulentie die aan de bodem en de wanden worden opgewekt.

Voordat Prandtl en von Kármán de fysisch-mathematische grondslagen legden voor een theoretische benadering van dit weerstandsverschijnsel zijn er een groot aantal empirische formules opgesteld.

Deze geven allen een verband tussen:

- a de gemiddelde profielsnelheid $\bar{v} = \frac{Q}{A}$
- b de vorm en afmetingen van het natte dwarsprofiel uitgedrukt in de hydraulische straal:

$$R = \frac{A}{P} = \frac{\text{Oppervlakte natte doorsnede}}{\text{Lengte natte omtrek van de doorsnede}} .$$

Voor een ronde buis is $R = \frac{\frac{\pi \cdot D^2}{4}}{\pi D} = \frac{D}{4}$

en voor een breed

bakvormig profiel is $R = \frac{B \cdot h}{B + 2h} \approx h$ (fig. 4.13.2.1).

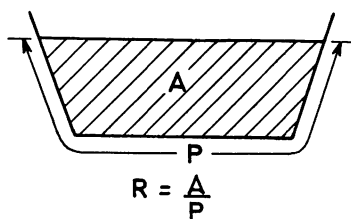
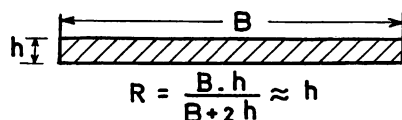


Fig. 4.13.2.1.

breed bakvormig profiel



- c de specifieke leidingweerstand, in de formules tot uitdrukking gebracht door coëfficiënten (C , k_m enz.).

- d Het energieverhang S_e .

De theorie van Prandtl - von Kármán zal hier niet worden behandeld. Hier zullen slechts de meest gebruikelijke empirische formules worden genoemd:

COËFFICIËNT VAN CHÉZY

Bij gegeven $R:k$ of $R:a$ ($a = \frac{1}{2}k$)
en $R:\delta$ of Re

R = hydraulische straal

k = ruwheidsmaat

δ = dikte laminaire sublaag

Re = getal van Reynolds

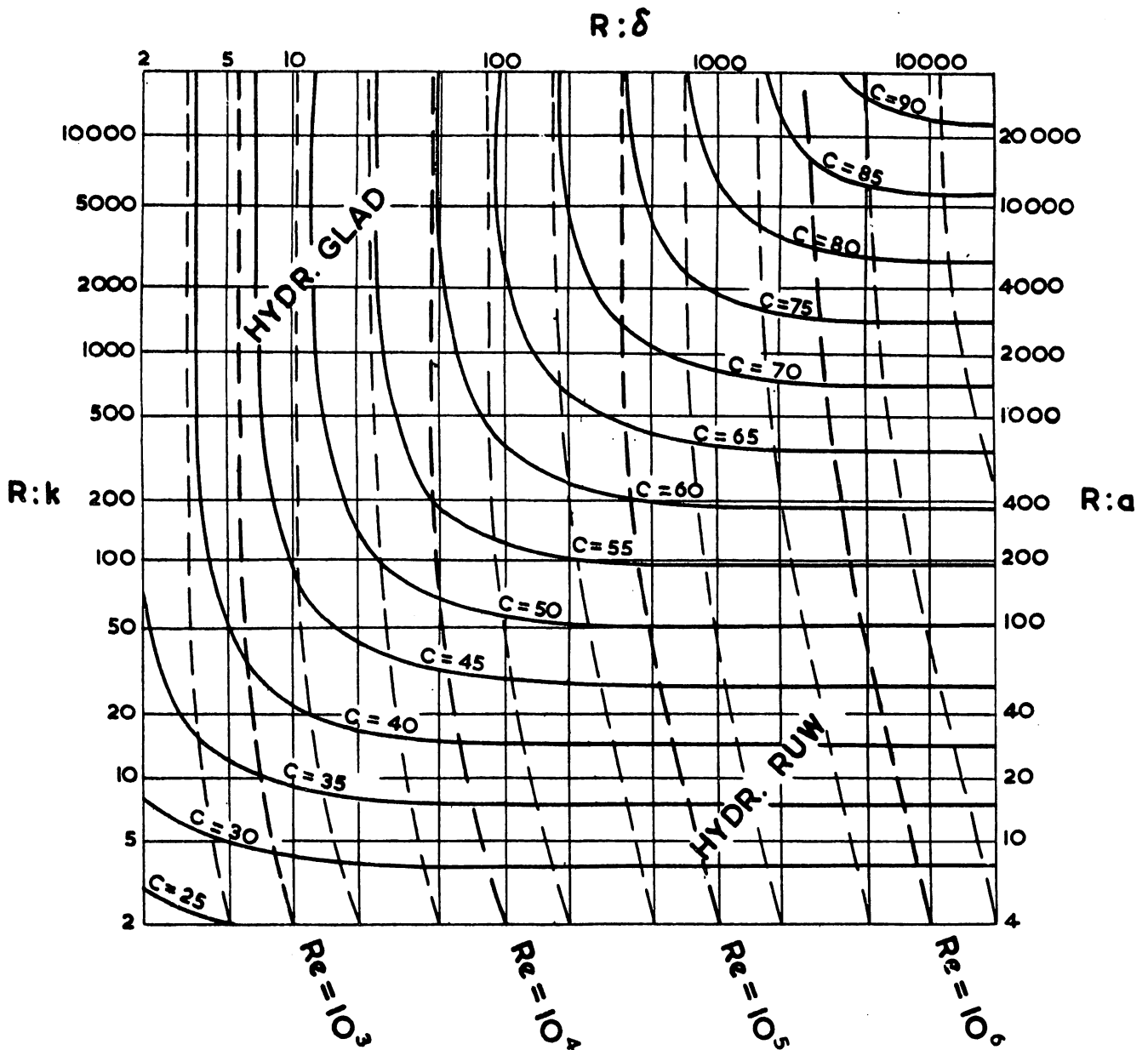


Fig. 4.13.2.2.

Open leidingen:

Voor eenparige stroming ($S_e = S_p = S_o$) S_p = piëzometrisch verhang =
verhang van de waterspiegel.

S_o = bodemverhang.

$$\bar{v} = C \sqrt{RS_e} = C \sqrt{RS_o} \text{ (Chézy) (voorbeeld fig. 4.13.2.2 en 4.13.2.3).}$$

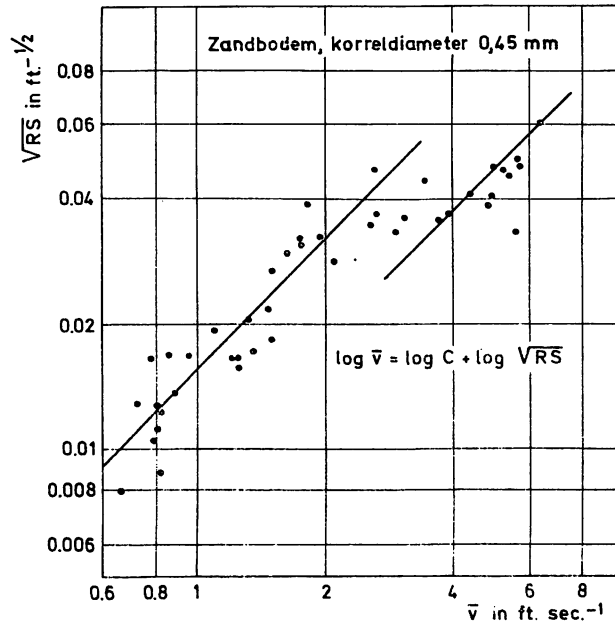


Fig. 4.13.2.3 Variatie van de coëfficiënt van Chézy met de ruwheid van de zandbodem in een laboratoriumgoot.
(Dr. Dawdy, GSWSP 1498-C, 1961)

$$\text{of } \bar{v} = k_m R^{2/3} S_o^{1/2} \quad \text{(Gauckler-Manning-Strickler)} \quad \text{(Zie voorbeelden pag. 55)}$$

$$k_m = k\text{-Manning}$$

Het verband tussen de weerstandscoefficiënten C en k_m volgt uit

$$S_o = \frac{\bar{v}^2}{C^2 R} = \frac{\bar{v}^2}{k_m^2 R^{4/3}} \quad \text{dus } C^2 R = k_m^2 R^{4/3} \quad \text{dus } C = k_m R^{1/6}$$

De coëfficiënt van Chézy en de coëfficiënt van Manning zijn geen van beide dimensieloos.

$$[C] = \frac{[\bar{v}]}{[R^{1/2}]} = L \cdot T^{-1} \cdot L^{-1/2} = L^{1/2} T^{-1} \quad (m^{1/2} S^{-1} \text{ of } Ft^{1/2} S^{-1})$$

$$[k_m] = \frac{[\bar{v}]}{[R^{2/3}]} = L T^{-1} L^{-2/3} = L^{1/3} T^{-1} \quad (m^{1/3} S^{-1} \text{ of } Ft^{1/3} S^{-1})$$

Voorts vindt men in de Angelsaksische literatuur dikwijls in plaats van k_m de factor $\frac{1}{n}$. (Voorbeeld fig. 4.13.2.4)
De formule van Manning wordt dan als volgt geschreven:

$$\bar{v} = \frac{1}{n} R^{2/3} S_e^{1/2} \text{ (ms}^{-1}\text{)} \quad \text{of} \quad \bar{v} = \frac{1,49}{n} R^{2/3} S_e^{1/2} \text{ (ft s}^{-1}\text{)} \quad (\text{zie 2.5})$$

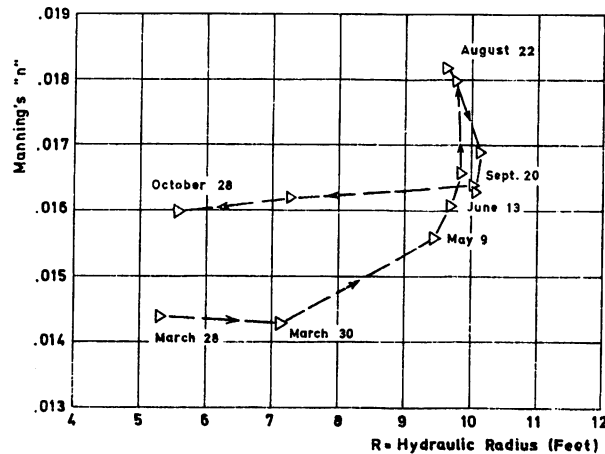


Fig. 4.13.2.4 Verandering van de leidingweerstand door begroeiing van het betonoppervlak in een groot irrigatiekanaal.

Buizen.

$$\Delta H = \lambda \frac{L}{D} \frac{\bar{v}^2}{2g} \quad \text{of} \quad S_e = S_p = \frac{\Delta H}{L} = \frac{\lambda}{D} \frac{\bar{v}^2}{2g}$$

formule van Darcy-Weisbach.

Hierin is D de diameter van de buisdoorsnede. (fig. 4.13.2.5.)

Aangezien de snelheidshoogte $\frac{\bar{v}^2}{2g}$ evenals D de dimensie van een lengte heeft is dus λ dimensieloos.

Men stelt ook wel $\lambda \frac{L}{D} = \xi_w$

Het totale energieverlies in een buisleiding is dan:

$$\Delta H = (\xi_w + \sum \xi_v) \frac{\bar{v}^2}{2g}$$

Vervangt men D door de hydraulische straal $R = \frac{D}{4}$ of $D = 4R$ dan wordt

$$S_p = S_e = \lambda \frac{\bar{v}^2}{8gR}, \text{ vergelijking met } S_e = \frac{1}{C^2} \frac{\bar{v}^2}{R} \text{ levert:}$$

$$\lambda C^2 = 8g \quad \text{of} \quad \lambda = \frac{8g}{C^2} \quad \text{en} \quad C = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}}$$

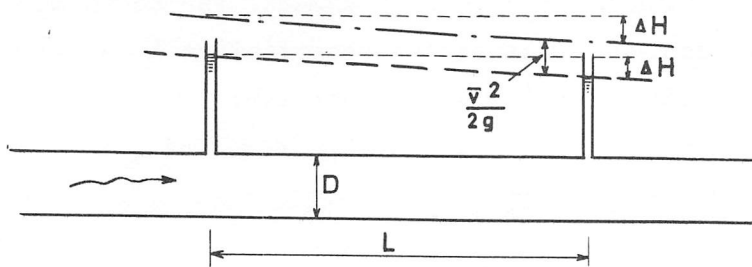
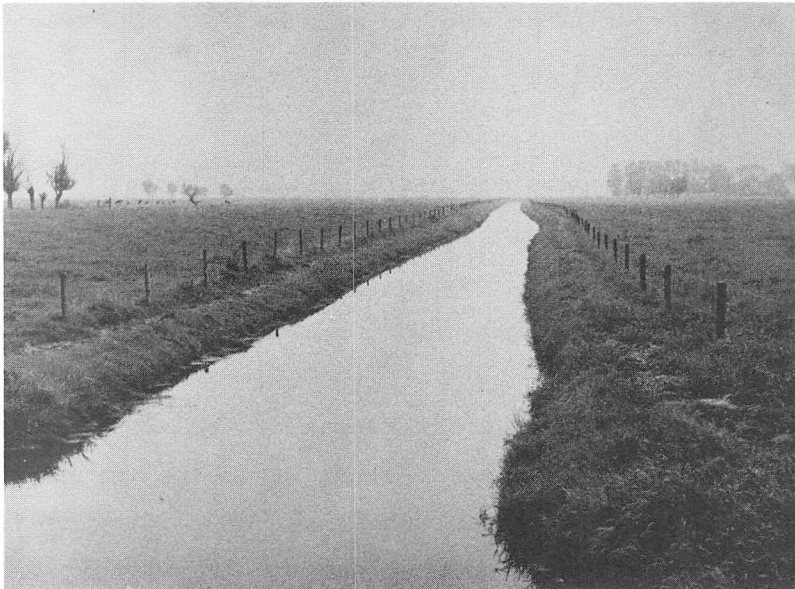


Fig. 4.13.2.5.



Voorbeeld 1:
profiel vrij regelmatig,
matig begroeid.

$$\left. \begin{array}{l} \bar{v} \approx 0,2 \text{ ms}^{-1} \\ R \approx 0,55 \text{ m} \\ S_0 \approx 10^{-4} \end{array} \right\} k_m : 25-35 \text{ m}^{1/3} \text{s}^{-1}$$



Voorbeeld 2:
profiel regelmatig, vrije
doorstromingsprofiel on-
regelmatig, sterk begroeid.

$$\left. \begin{array}{l} \bar{v} \approx 0,1 \text{ ms}^{-1} \\ R \approx 0,55 \text{ m} \\ S_0 \approx 10^{-4} \end{array} \right\} k_m : 10-20 \text{ m}^{1/3} \text{s}^{-1}$$

In de Angelsaksische literatuur over de weerstand in open leidingen wordt naast de formule van Manning ook wel gebruik gemaakt van de formule van Darcy-Weisbach, waarin dan voor de weerstandscoefficiënt λ de eveneens dimensieloze "friction coëfficiënt" f wordt gebruikt:

$$-\frac{\Delta H}{L} = S_e = \frac{f}{4R} \frac{v^2}{2g}$$

Het verband tussen f en k_m uit de formule van Manning (Strickler) luidt dan:

$$f = \frac{8g}{C^2} = \frac{8g}{k_m^2 R^{1/3}}$$

Literatuur: Weerstandsverliezen in buisleidingen: ir. L. Huisman,
"Stromingsweerstand in buisleidingen"
(uitgave KIWA 1955).

4.14 Stuwkrommen.

De geleidelijk veranderende, niet eenparige beweging komt veel in open leidingen voor. Zij is eerder regel dan uitzondering, want elke verandering in het lengteprofiel, het dwarsprofiel of de ruwheid van de leiding heeft een overgang tengevolge die afwijkt van de eenparige stroming waarbij de evenwichtssnelheid v_n en de evenwichtsdiepte y_n zouden optreden.

Bij opstuwing ontstaat een positieve stuwkromme (fig. 4.14.1):

$y > y_n$ dus $\bar{v} < v_n$ en voorts is $S_e > S_p < S_o$.

In woorden: De snelheidshoogte neemt af in de stroomrichting dus $S_e > S_p$ (de helling van het piëzometrisch niveau, waterspiegel), maar de waterspiegel helt minder sterk dan de bodem omdat de waterdiepte toeneemt. Uit het H_o vs y diagram blijkt dat in stromend water de waterdiepte sneller toeneemt dan de snelheidshoogte afneemt, dus $S_e < S_o$.

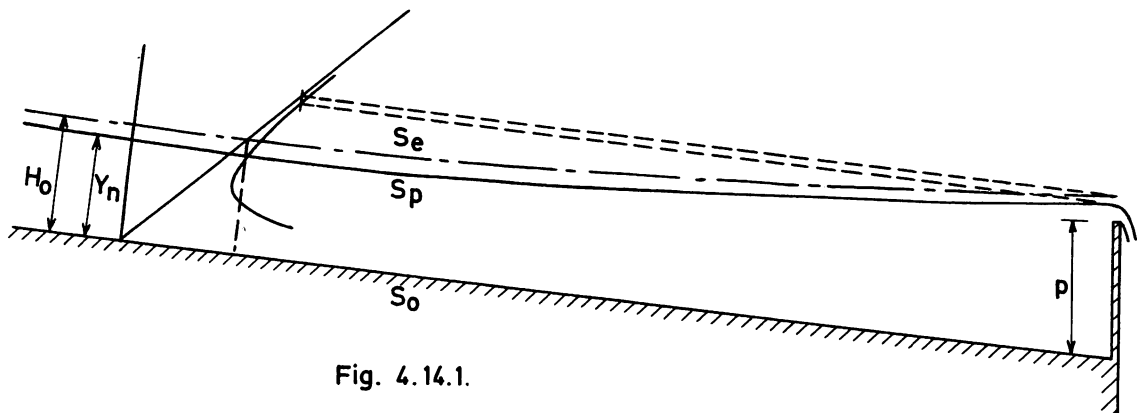


Fig. 4.14.1.

Bij afzuiging ontstaat een "negatieve stuwkromme" of met een meer reële aanduiding, een afzuigingskromme (fig. 4.14.2).

Daarbij is: $\bar{v} > v_n$ ($y < y_n$) en $S_e < S_p > S_o$, $S_e > S_o$.

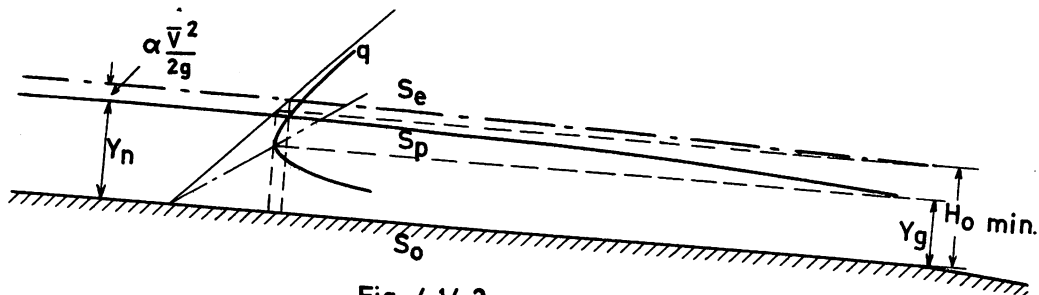


Fig. 4.14.2.

De beknoptheid van deze inleiding laat niet toe dat hier ook op stuwkrommen in schietend water wordt ingegaan. Verder wordt hier slechts een constructie voor een positieve stuwkromme gegeven, welke geen enkele theoretische achtergrond heeft maar die dikwijls als een grove benadering van de stuwkromme wordt gebruikt.

Men benadert de stuwkromme dan door een parabool met de vergelijking:

$$x^2 = \frac{L^2}{O} y$$

$x = L$	—	$y = 0$
$x = \frac{1}{2}L$	—	$y = \frac{1}{4}0$
$x = \frac{1}{4}L$	—	$y = \frac{1}{16}0$

De oorsprong ligt in de waterspiegel vlak voor de stuw en de positieve X-as loopt horizontaal in stroomopwaartse richting. *)

O = de opstuwing bij de stuw boven de evenwichtsdiepte (bij eenparige stroming) in de leiding,

dus: $O = p + h - y_n$

h = de overstorthoogte die m.b.v. de afvoerformule voor de stuw uit het debiet is af te leiden, bijv.:

$$Q = m B 1,71 h^{3/2} \quad (m^3 s^{-1})$$

p = stuw hoogte

*) Literatuur: Werkgroep waterlopen van de cultuurtechnische vereniging: Richtlijnen voor het ontwerpen van open waterlopen en van sommige bijbehorende kunstwerken, 1958, pag. 69.

Als limietovergang van een stuwkromme kan er sprake zijn van een eenparige beweging met een evenwichtsdiepte y_n .

Bij een debiet Q , is deze evenwichtsdiepte y_n afhankelijk van het bodemverhang, de vorm van het dwarsprofiel en de specifieke weerstand van de open leiding. Bijvoorbeeld:

Chézy: $Q = \bar{v}A = CAR^{\frac{1}{2}}S_o^{\frac{1}{2}}$ ($S_e = S_o$ voor eenparige stroming)

Men noemt $K = CAR^{\frac{1}{2}}$ wel de "conveyance", het transporterend vermogen van de leiding (debiet bij $S_o = 1$).

K is een functie van de waterdiepte y . Bij een bepaalde vorm van de leidingdoorsnede en een bepaalde specifieke leidingweerstand is deze functie $f(y)$ bekend zodat uit:

$$K = f(y_n) = \frac{Q}{S_o^{\frac{1}{2}}}$$

de evenwichtsdiepte in de leiding bij de afvoer Q kan worden berekend.

Voorbeelden: Stel C constant en bekend.

a Breed bakvormig profiel $A = By$ en $R = y$, dus

$K = CBy^{\frac{3}{2}}$ zodat

$$y_n^3 = \frac{Q^2}{B^2 C^2 S_o} = \frac{q^2}{C^2 S_o} \quad \text{of} \quad y_n = \sqrt[3]{\frac{q^2}{C^2 S_o}}$$

b Driehoekig dwarsprofiel met taludhelling 1 : 1

$A = y^2$, $P = 2y\sqrt{2}$ dus $R = \frac{1}{4}y\sqrt{2}$ zodat

$$K = \frac{1}{2}Cy^{\frac{5}{2}} \sqrt[4]{\frac{1}{2}} \quad \text{zodat} \quad y_n = \sqrt[5]{\frac{2\sqrt{2}}{C^2} \frac{Q^2}{S_o}}$$

Dikwijls gebruikt men de formule van Manning in plaats van die van Chézy.

Het verband tussen y_n enerzijds en k_m , S_o en Q anderzijds wordt dan wel in nomogrammen gegeven voor verschillende vormen van dwarsprofielen. *)

Soms wordt aan een vaste overstort de eis gesteld dat de ontwerp afvoer $Q_{\max}$ zonder peilverhoging moet kunnen passeren. Afzuiging is ook ongewenst omdat dan bij de toenemende snelheden de bodem en taluds van de leidingen kunnen worden aangetast.

Voor $Q = Q_{\max}$ moet $0 = o$ zijn, dus $y_n = h + p$

of $p = y_n - h$ y_n = evenwichtsdiepte bij $Q = Q_{\max}$
 h = overstorthoogte bij $Q = Q_{\max}$

De kruinhoogte p van de overstort is hiermee bekend.

*) Literatuur: Schewior-Press, Hilfstafeln zur Bearbeitung von wasserbaulichen und wasserwirtschaftlichen Entwürfen und Anlagen, 1958.

Tenslotte is het nog van belang om te weten wanneer het water in een open leiding zal gaan schieten, m.a.w. wanneer treedt de grenstoestand op? Voor een leiding met breed bakvormig profiel is al afgeleid:

$$v_g = \sqrt{g y_g}$$

Opmerking: Algemeen geldt (hier niet bewezen) $v_g = g^{\frac{1}{2}} \left(\frac{A_g}{B_g} \right)^{\frac{1}{2}} = \sqrt{g y_{gem}}$

B_g = waterspiegel breedte in de grenstoestand.

y_{gem} = gemiddelde diepte in de grenstoestand.

Eveneens voor een breed bakvormig profiel geldt Chézy:

$$\bar{v} = C y_e^{\frac{1}{2}} S_e^{\frac{1}{2}}$$

De grenstoestand treedt op wanneer $\bar{v} = v_g$ en $y = y_g$ dus

$$S_g = \frac{g}{C^2}$$

Opmerking: Algemeen geldt $v_g = \bar{v}$ dus $g^{\frac{1}{2}} \frac{A_g^{\frac{1}{2}}}{B_g^{\frac{1}{2}}} = C \frac{A_g^{\frac{1}{2}}}{P_g^{\frac{1}{2}}} S_g^{\frac{1}{2}}$

$$\text{dus: } S_g = \frac{g}{C^2} \frac{P_g}{B_g} \quad (\text{het grensverhang})$$

In het algemeen zal men uit de buurt van de grenstoestand willen blijven aangezien, zoals uit het H_0 vs y diagram is af te lezen, bij kleine veranderingen van H_0 (b.v. oneffenheden in de bodem) grote veranderingen van de waterdiepte optreden, dus onregelmatigheden in het wateroppervlak.

VRAAGSTUKKEN.

1. Schets en bespreek: het Thomson meetschot, de rechthoekige meetoverlaat met zijdelingse contractie, en het meetschot met half cirkelvormige opening.
2. Wat verstaat men onder een meetgoot?
Geef een voorbeeld. (antw. § 4.10.5)
3. Gegeven een Thomson meetschot en een Cipoletti overlaat.
Bij welke van deze meetoverlaten zal de relatieve verandering van het debiet tengevolge van een verandering in de overschothoogte (h) het grootst zijn en waarom?

4. Wat verstaat men onder het transporterend vermogen van een leiding?
5. Bereken met behulp van de formule van Chézy het verband tussen de evenwichtsdiepte en het debiet voor een rechte open leiding met resp. een breed bakvormig ($A = Bh$) en een driehoekig dwarsprofiel met taluds 1:1.
6. Een vertikaal spleetmodel voor vloeistofstroming bestaat uit 2 verticale glazen platen met een tussenruimte van 8 mm. De spleet is in horizontale richting 50 cm. lang en hij is gevuld met een vloeistof met een volume gewicht van $11,772 \times 10^{-3} \text{ N/m}^3$ tot een hoogte van 0,7 meter boven de gesloten bodem van de spleet. Welke kracht wordt door de vloeistof op de platen uitgeoefend?
7. Toon met behulp van het H_0 vs y diagram aan, dat de overgang van stromend naar schietend water eerst nabij het einde van de drempel van een lange overlaat kan optreden.

5. AFVOER-HYDROLOGIE. *)

Algemene beschouwingen over het afvoerverschijnsel in overwegend vlakke gebieden.

Om het afvoerverschijnsel te kunnen onderzoeken moet men zich eerst realiseren dat de afvoer een schakel vormt in de hydrologische kringloop en daarom het gevolg moet zijn van een serie voorafgaande processen, waarin de neerslag de toevoer en de verdamping de verliezen bepaalt. Daarom zal van de neerslag, welke op een bepaald gebied valt, slechts dat gedeelte tot afstroming komen dat niet door de verdamping wordt opgeëist.

Nu is de hoeveelheid neerslag, welke binnen een gekozen tijdverloop op een bepaald gebied valt, $N\Delta t$, met redelijke nauwkeurigheid uit de neerslag gegevens van het K.N.M.I. te bepalen. Ook voor de totale verdamping over deze periode zal men op grond van lysimeterstudies, berekeningen of waterbalansen wel tot aanvaardbare aannamen kunnen komen: $V\Delta t$. Wanneer men echter vervolgens de afgevoerde hoeveelheid neerslag over dezelfde periode $A\Delta t$ zonder meer gelijk zou stellen aan het verschil van deze beide klimatologische grootheden, zou men een fout maken door de invloed van de bufferwerking van terrein, ondergrond en afvoerstelsel, ΔS , buiten beschouwing te laten.

Continuïteitsvergelijking: $I\Delta t - O\Delta t = \Delta S$,

dus: $(N-V) \Delta t - A\Delta t = \Delta S$ (bergingsverandering)

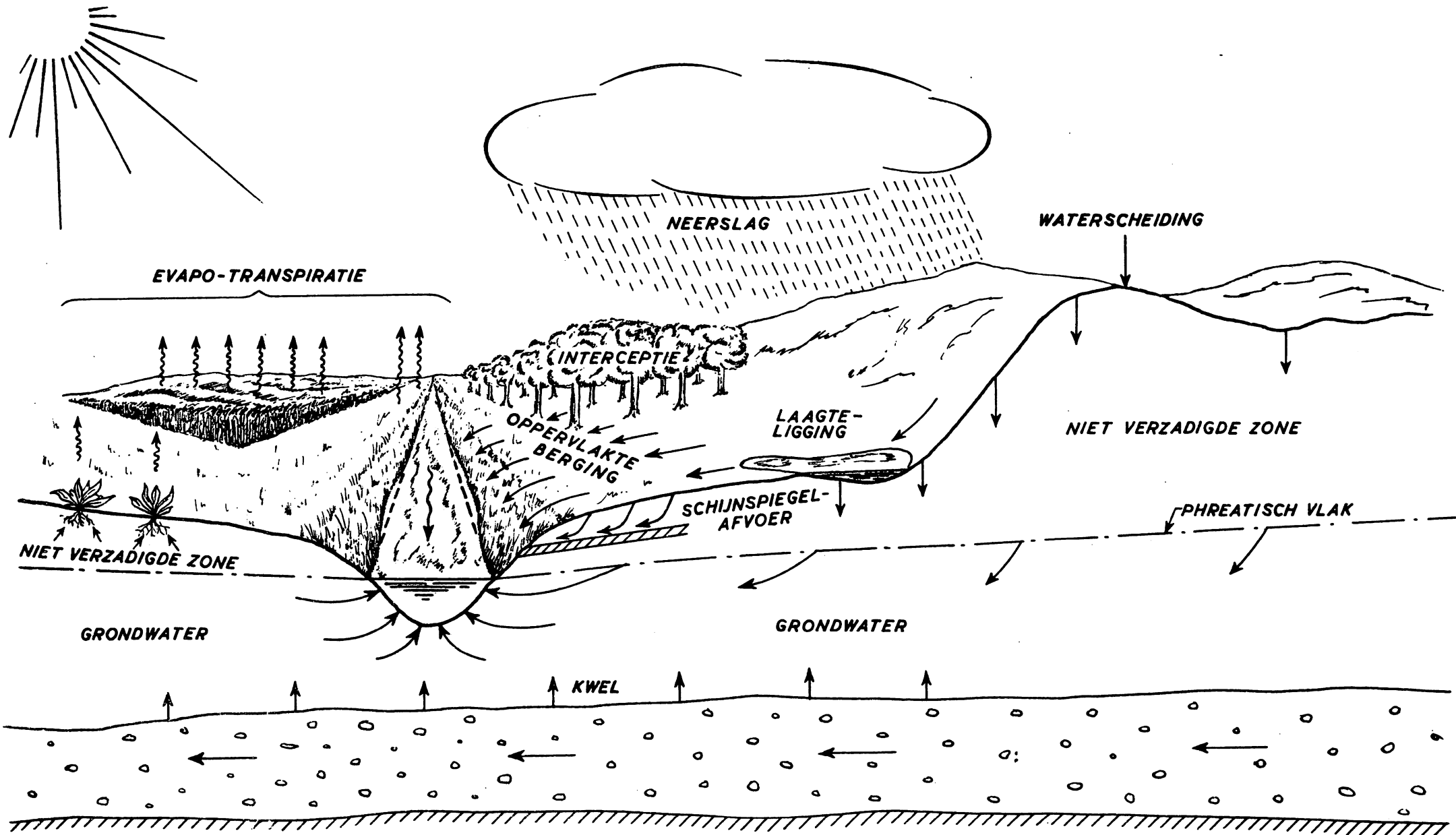
Zie 2.2.

Deze bufferwerking, welke de resultante is van een aantal reservoir-effecten van verschillende aard en grootte, leidt tot tijdsverschuivingen tussen de bij elkaar behorende hoeveelheden neerslag, verdamping en afvoer.

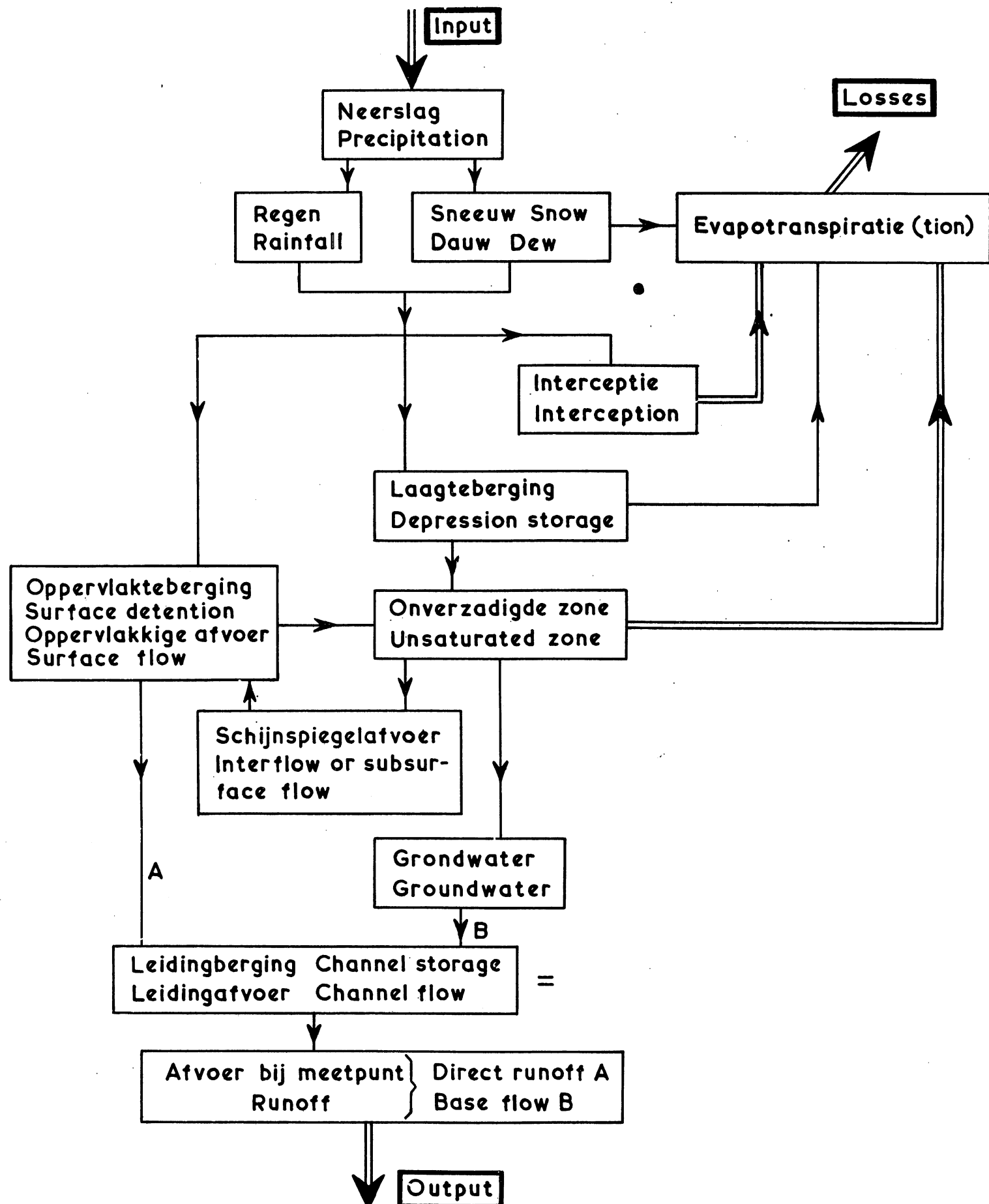
De grootte van de fout welke men zou maken door voor een bepaald tijdsinterval de afvoer gelijk te stellen aan neerslag minus verdamping hangt enerzijds af van de lengte van het gekozen tijdsinterval en anderzijds van het totale reservoir-effect van de verschillende vormen van berging.

Men kan een reservoir-effect in tijdseenheden uitdrukken als de karakteristieke tijd van een reservoir of als de reservoircoëfficiënt. Het is dan de lengte van het gekozen tijdsinterval en de reservoircoëfficiënt van elk der optredende bergingsvormen die de transformatie van neerslag-overschot in afvoer bepaalt. Hoe groter het tijdsinterval en hoe kleiner het totale reservoir-effect, hoe dichter de afvoer het verschil tussen neerslag en verdamping zal benaderen. Wil men bijvoorbeeld de afvoer over een periode van enkele jaren berekenen dan zal men meestal zonder bezwaar het niet-permanente karakter van het afvoerverschijnsel, en daarmee het reservoir-effect, kunnen verwaarlozen.

*) Zie ook: film "Veldpraktikum Hydrologie" (op afdeling aanwezig).



SCHEMA VAN HET AFVOERPROCES UIT EEN STROOMGEBIED



Wanneer men zich echter een beeld wil vormen van het verloop van de afvoer zal men met korte tijdsintervallen moeten werken waarbij het totale reservoireffect een belangrijke rol speelt in de relatie neerslag-afvoer.

De bestudering van het betrokken gebied wat betreft de topografische-, geologische- en bodemkundige gesteldheid, aard van het terreinoppervlak, de vegetatie, het voorkomen van grondwater e.d. zal een indruk moeten geven van de verschillende vormen van berging, welke in het gebied aanwezig zijn, of anders uitgedrukt: Welke vertraging en vervorming de "golf" van neerslag-overschot zal ondergaan voordat deze als afvoergolf het gebied verlaat.

Tot dusverre is nog slechts sprake geweest van de afstroming van het neerslag-overschot uit een bepaald gebied. Het is zinvol om dit gebied zodanig te kiezen dat deze afstroming zoveel mogelijk op één punt plaats vindt; de belangstelling gaat immers uit naar stroomgebieden en de afvoerintensiteiten welke men in een dwarsprofiel van de hoofdafvoerleiding bij het lozingspunt moet verwachten.

Het begrip stroomgebied is echter gebaseerd op de veronderstelling dat een bepaald gebied op zodanige wijze door een waterscheiding kan worden omgeven dat alle neerslag, welke in dit gebied tot afstroming komt, het stroomgebied door de hoofdafvoerleiding langs het lozingspunt verlaat.

De bodemgesteldheid van Nederland geeft echter weinig hoop op het vinden van veel stroomgebieden waarvan de waterscheiding zich scherp laat bepalen. Dikwijls komen minder doorlatende lagen in de bodem voor welke volkomen onafhankelijk van de terreinconfiguratie verlopen en men zal daarom steeds rekening moeten houden met de mogelijkheid van ondergrondse aanvoer van buiten het stroomgebied, kwel, of afvoer van grondwater naar elders buiten het lozingspunt om, wegzijging.

Het optreden van dergelijke verschijnselen kan storend werken bij het onderzoek naar het verband tussen het neerslagoverschot en de afvoer uit een bepaald stroomgebied.

Soms zal een "diepgaand" geologische onderzoek de optredende kwel of wegzijging kunnen verklaren doch in de meeste gevallen zal de daaruit verkregen quantitatieve aanwijzing slechts een vaag karakter dragen. Gelukkig blijkt in de praktijk dat de herkomst van topafvoeren met voldoende nauwkeurigheid is vast te stellen en deze vormen de, voor de onderhavige studie, meest interessante gedeelten van de afvoerverlooptlijn of het hydrogram bij het lozingspunt.

Teneinde de verschillende vormen van berging met hun reservoireffecten nader te leren kennen zal thans een analyse worden gemaakt van de verschillende wegen welke het neerslagoverschot zal volgen om tenslotte als afvoer te voorschijn te komen bij het lozingspunt.

De belangrijkste vormen, waarin de neerslag het aardoppervlak en zijn begroeiing bereikt, zijn regen en sneeuw. Hiervan zal de sneeuw voorlopig worden opgeslagen op de plaats waar hij is gevallen en slechts door verdamping worden aangetast totdat het smeltproces is begonnen.

Het sneeuwdek vormt dus reeds het eerste reservoir waarvan de toestroming wordt bepaald door de neerslagverdeling en de afstroming door het smeltproces en de inmiddels ingetreden verdamping. Het smeltwater kan men vervolgens als regen beschouwen aangezien het in hoofdzaak op dezelfde wijze door de begroeiing en de bodem wordt verwerkt.

In het navolgende zal daarom uitsluitend over neerslag worden gesproken, waarbij dus in gedachte moet worden gehouden dat neerslag in vaste vorm reeds een begintransformatie in de aanvoerverdeling ondergaat.

Wanneer neerslag de aarde bereikt zal een deel daarvan het plantendek treffen en het overige rechtstreeks de bodem bereiken. De neerslaghoeveelheid welke door het plantendek wordt onderschept wordt interceptie genoemd. Een deel van deze interceptie zal tenslotte weer tengevolge van verdamping in de atmosfeer worden opgenomen en een ander deel bereikt langs stengels en stammen alsnog de bodem na een geringe vertraging welke ten opzichte van de totale duur van het afvoerproces kan worden verwaarloosd. Over langere perioden gerekend kan de totale hoeveelheid neerslag welke als interceptie aan het afstromingsproces wordt onttrokken een aanzienlijk percentage van de neerslag bedragen. Dit is uiteraard afhankelijk van de soort en dichtheid van de begroeiing, doch voorts wordt dit percentage nog in belangrijke mate bepaald door de intensiteit van de neerslag. Een opeenvolging van lichte regens kan in de zomermaanden geheel door een dicht plantendek worden opgenomen, daarentegen zal een heftige regen, zelfs in de zomermaanden, grotendeels door het plantendek heen vallen.

Hier speelt ook de verdamping reeds een belangrijke rol, welke uiteraard het opnemend vermogen van het plantendek bepaalt. Vooruitlopend op een nadere vermelding van het verdampingsproces kan hier reeds worden opgemerkt dat de rechtstreeks verdamping van het bladerdek de transpiratie van de begroeiing vermindert. Met deze term wordt de vochtstroom uit de bodem via het wortelstelsel en het plantenweefsel naar de huidmondjes aangegeven.

Indien men zich in het bijzonder met de hoge afvoeren bezig houdt, kan het bij de interceptie betrokken gedeelte van de neerslag zonder bezwaar bij het totale verdampingsverlies worden ondergebracht.

Afhankelijk van het wateropnemend vermogen of infiltratiecapaciteit van de bovenste terreinlaag zal de neerslag vervolgens in zijn geheel rechtstreeks in de bodem dringen of, indien de neerslagintensiteit de infiltratiecapaciteit te boven gaat, zal het resterende gedeelte zich in kuiltjes en andere laagten verzamelen. Dit proces zal zich voortzetten totdat deze laagtebergingslaag is gevuld en het water zich een weg gaat banen over de oppervlakte van het terrein.

De hiermede ingetreden oppervlakkige afstroming zal voortduren totdat het water een terreingedeelte met een hogere infiltratiecapaciteit heeft bereikt en alsnog in de bodem dringt. In het algemeen veronderstelt men dat in de meeste Nederlandse landschappen de oppervlakkige afstroming aldus in het terrein zal worden gesmoord voordat deze de eerste greppels van het stelsel van afvoerleidingen zal hebben bereikt. Echter met name in Zuid-Limburg en in de bovenloop van een aantal riviertjes in het oosten des lands lijkt de situatie meer op die welke in het buitenland veel voorkomt en kan men verwachten dat bij heftige regenbuien een deel van de neerslag over de hellende, minder doorlatende bodem direct in de afvoerleidingen terecht komt en aldus oppervlakte-afvoer veroorzaakt.

Ditzelfde geldt voor daken, wegen en andere terreinverhardingen, voor zeer zware kleigebieden en voor tijdelijk slecht doorlatende bovenlagen tengevolge van vorst en oogstwerkzaamheden.

Het tijdsverloop tussen het moment waarop de neerslag het terreinoppervlak bereikt en het begin van de oppervlakte-afvoer in het kanalenstelsel, is kort en het enige tussengeschakelde reservoir is de oppervlaktebergingslaag, de waterhoeveelheid welke voor de instandhouding van de oppervlakkige afstroming in gootjes en geulen wordt opgebouwd. Het reservoir-effect van deze bergingslaag is betrekkelijk klein en veroorzaakt dus slechts een geringe vertraging en vervorming van het intensiteitsverloop.

Keert men thans even terug naar het deel van de neerslag dat de bodem is binnengedrongen dan moet men hiervan weer een gedeelte afzonderen dat naast de oppervlakkige afstroming tot een snelle afvoer bijdraagt.

Er kan zich namelijk onder een bovenste terreinlaag van zeer losse structuur een minder doorlatende laag bevinden waarop het geïnfiltreerde water stagneert, waarbij het zich over deze laag gaat verplaatsen.

(Men denke hierbij aan een ploegzool onder een hellende akker).

Zodra deze laag door een greppel of helling wordt doorsneden treedt het water uit en verschijnt aldus opnieuw aan de oppervlakte. Door de grote doorlatendheid van de bovenlaag verloopt dit proces snel, vooral langs de randen van geulen en greppels, en draagt aldus bij tot de snelle afvoer van het neerslagoverschot. Deze schijnspiegelafter tezamen met de oppervlakte-afvoer vormen de directe afvoer naar het kanalenstelsel en veroorzaken de steilste verlopende pieken in het hydrogram op het lozingspunt. In vlakke gebieden met een aanmerkelijk vrij wateroppervlak in het leidingenstelsel omvat deze directe afvoer bovendien nog de neerslag welke direct in de leidingen valt; in enigszins hellende gebieden kan dit aandeel al gauw worden verwaarloosd. Nader onderzoek zal moeten uitwijzen of de gangbare veronderstelling, dat in de meeste Nederlandse stroomgebieden de directe afvoer een ondergeschikte rol speelt tegenover de toevloed van grondwater naar het leidingenstelsel, juist is.

Teneinde het verloop van deze grondwatertoestroming te leren kennen is het nodig om nader in te gaan op de weg welke het geïnfiltreerde water door de bodem volgt.

Alvorens dit te doen moet hier nog aandacht worden besteed aan de eigenschappen van de bodem ten aanzien van het watertransport. Een belangrijk punt hierbij is dat het grootste deel van de Nederlandse bodem door afzetting in water is ontstaan. Dit sedimentatieproces heeft bij voortdurend wisselende stroomsnelheden plaats gevonden waarbij de grofheid van het bezonken materiaal steeds in overeenstemming was met de in de betrokken periode optredende stroomsnelheid ter plaatse. Dit is de verklaring van de vaak zeer afwisselende horizontale gelaagdheid welke men in geologische profielen aantreft en geeft tevens aan waarom beneden de wortelzone de doorlatendheid van de bodem in horizontale richting, de doorlatendheid in verticale richting aanzienlijk overtreft.

Na het dalen van de waterstand kwamen van het terrein-oppervlak naar beneden voortschrijdende processen tot ontwikkeling welke een aanzienlijke verandering in de bovenbeschreven aanvangstoestand tengevolge hadden.

Bij zwaardere gronden spreekt men van het rijpingsproces, ingeleid door rechtstreekse verdamping van het bodemvocht en de transpiratie van de vegetatie op deze aanvankelijk zeer vochtige bodem.

Deze vochtonttrekking ging gepaard met een volumevermindering, daling van het terrein en indringing van verticale scheuren. In droge tijden werden deze scheuren weer gedeeltelijk gevuld met los materiaal afkomstig van het terreinoppervlak. Tengevolge van het binnendringen van de lucht in de bodem kwamen vervolgens chemische en biologische processen op gang waarbij schimmels, bacteriën en tenslotte een uitgebreide bodemfauna de structuur van de grond gingen bepalen. Aldus werd de horizontale gelaagdheid verbroken en trad homogenisering van de bovenste lagen op waardoor het indringen van plantenwortels en een verdere vochtonttrekking aan de bodem werd bevorderd. Het totale effect van dit rijpingsproces was dat de aanvankelijk overwegende horizontale doorlatendheid verkeerde in een overwegend verticale doorlatendheid, bepaald door scheuren, kanalen van afgestorven wortels en insectengangen. Het zijn deze macroporiën en de ruimten tussen de structuurelementen welke de doorlatendheid van slibhoudende gronden bepalen. Bij lichte en dus overwegend zandige grond veroorzaakte de vochtonttrekking geen volumevermindering.

Toch moest ook hier de horizontale gelaagdheid door de bodemfauna worden doorbroken. Bij sedimentatie zijn zandige lagen slibvrij omdat stroomsnelheid en werveling dan nog te groot zijn om kleideeltjes tot afzetting te doen geraken. In deze lichte gronden kwam het zand dan ook oorspronkelijk in lagen voor, afgewisseld door sliblaagjes. Deze zandlaagjes zijn voor wortels moeilijk doordringbaar vandaar dat de sedimentaire gelaagdheid eerst moest worden doorbroken voordat een wortelzone zich kon ontwikkelen.

Het resultaat van een en ander is dat ook in de bovenste lagen van zandige gronden de overwegend horizontale doorlatendheid door homogenisatie is opgeheven. Volledigheidshalve moet hier nog worden vermeld dat in zandige profielen dikwijls zgn. podzolen ontstaan, welke worden gekenmerkt door uitspoeling en verschraling van de bovenlaag en ophoping van fijnere delen in betrekkelijk dunne inspoelingslagen (in de bodemkunde spreekt men van horizonten). Hierdoor tekent zich in het profiel een schijnbare horizontale gelaagdheid af welke echter meestal niet op aanmerkelijke verschillen in verticale doorlatendheid behoeft te duiden.

Ook de bewerking van de bodem heeft grote invloed op de doorlatendheid van de bovenste laag, welke dientengevolge sterk met de seizoenen zal wisselen.

Tenslotte moet hier nog de bewerking tot grotere diepte worden vermeld, welke soms voor grondverbetering wordt toegepast.

Hierdoor worden minder doorlatende lagen doorbroken, hetgeen de infiltratie-capaciteit uiteraard ten goede komt.

Concluderend kan worden gesteld dat in Nederland de verticale doorlatendheid van de bovenste lagen over het algemeen zo groot is dat oppervlakkige afstroming in de meeste gevallen beperkt zal zijn tot perioden volgend op strenge vorst of oogstwerkzaamheden, waardoor het vochtopnemend vermogen van slibhoudende gronden tijdelijk sterk kan afnemen.

Het grootste deel van de neerslag zal daarom in de bodem dringen, waarna allereerst het vochtdeficit in de wortelzone zal worden aangevuld tot veldcapaciteit. Dit geldt althans voor vlakke zandige gronden, waarin het gehele poriënstelsel, met uitzondering van de daarin ingesloten lucht, aan het vochttransport zal deelnemen. Bij zware gronden met een minder goed ontwikkelde structuur kan het vochttransport door de macroporiën zo snel verlopen dat de microporiën in de structuurelementen onvoldoende gelegenheid krijgen om onbeperkt vocht aan te trekken.

Het resultaat is dat althans een gedeelte van de neerslag in de wortelzone achterblijft om tenslotte door directe verdamping en onttrekking door de vegetatie als evapotranspiratie in de atmosfeer te verdwijnen. Deze vocht-aanvulling vormt tezamen met de interceptie en de rechtsreekse verdamping tijdens het afvoerproces het gedeelte van de neerslag, dat niet tot afstroming komt. Het overschot van de neerslag, zal na tijdelijke berging in de onverzadigde zone als zakwater het verzadigde gebied bereiken.

De toevoer van dit zakwater in de verzadigde zone doet de potentiaalverdeling in het grondwater veranderen. Tegelijk met een stijging van het freatisch vlak, dus een vergroting van de grondwaterberging, treedt ook een toename van de uittreding van grondwater in het leidingenstelsel op. De intensiteitsverdeling van de grondwaterafvoer heeft aldus ten opzichte van de intensiteitsverdeling van de neerslag een vertraging en vervorming ondergaan welke het gevolg is van verliezen en berging in het onverzadigde en uitsluitend berging in het verzadigde grondwaterreservoir. De beide reservoir effecten komen weer tot uiting in de vorm van het hydrogram bij het lozingspunt van het stroomgebied.

De grootte van beide reservoirs bepaalt de mate van afvlakking en vertraging: Een diepe grondwaterstand betekent een grote berging in de onverzadigde zone, terwijl een grote afstand tussen de opvangleidingen, een groot actief poriënvolume en een zwak horizontaal transporterend vermogen van de diepere lagen een grote berging in de verzadigde zone mogelijk maken.

Uit de voorgaande beschouwing moge blijken dat de afstroming van neerslag door de grond een belangrijk groter reservoir-effect heeft ondergaan dan de directe afvoer, wanneer tenslotte het stelsel van afvoerleidingen zal zijn bereikt.

Nu moet in dit verband nog aandacht worden besteed aan de invloed van het leidingenstelsel.

In poldergebieden met een betrekkelijk hoge grondwaterstand varieert de omvang van het actieve leidingenstelsel niet met de hoogte van de grondwaterspiegel. De hoogte van de onverzadigde zone is gering en de horizontale afmetingen van het grondwaterreservoir zijn constant zodat men mag verwachten dat het totale reservoir-effect, uitgedrukt in tijdseenheden, slechts aan geringe variaties onderhevig zal zijn.

Beschouwt men hier naast een leidingenstelsel in een hellend diluviaal gebied dan moet men constateren dat met de hoogte van de grondwaterspiegel ook het aantal actieve opvangleidingen toeneemt.

Hieruit volgt dat in een natte periode zowel het reservoir-effect van de niet verzadigde zone als het reservoir-effect van het grondwaterreservoir zullen afnemen. Voegt men hier nog aan toe dat de afvoer uit een dergelijk stroomgebied nog uit de onderdelen met verschillende reservoir-eigenschappen afkomstig kan zijn, dan volgt daaruit wel dat de reconstructie van het afvoer-verloop uit een stroomgebied over het algemeen aanzienlijk gecompliceerder is dan in het eerstgenoemde geval van een poldergebied met een vrijwel constant reservoir-effect.

Het transport naar het lozingspunt van het door het leidingenstelsel opgevangen water is opnieuw een niet-permanent proces waarbij de berging een ongelijkheid tussen toevoer en afvoer teweeg brengt.

Dit proces is uiterst gecompliceerd omdat daarbij niet alleen sprake is van een reservoir-effect doch bovendien een translatie van de afvoergolf optreedt door een zich steeds wijzigende natte doorsnede, waarbij dan bovendien het debiet steeds toeneemt tot het lozingspunt.

Voor een quantitative benadering schieten hier theoretische beschouwingen te kort; deze kunnen echter wel een aanwijzing verschaffen, welke voor een juist begrip van het verschijnsel belangrijk kan zijn.

Zo kan uit de golftheorie de conclusie worden getrokken dat de snelheid waarmee een afvoergolf zich voortplant groter is naarmate de verhouding tussen de toename van het debiet in het golffront en de gelijktijdige toename van de natte leidingdoorsnede groter is.

Dit betekent dat de voortplantingssnelheid van een afvoergolf groter zal zijn naarmate er aanvankelijk meer water in de leiding aanwezig is.

Volgt uit het voorgaande reeds dat een groot wateroppervlak de voortplantingssnelheid van een afvoergolf bevordert, uit de aanzienlijke berging in een ruim leidingenstelsel volgt tevens dat dan het reservoireffect groot zal zijn, hetgeen weer een vertraging en afzwakking van de afvoergolf ten opzichte van het intensiteitsverloop van de toevoer naar het leidingenstelsel tengevolge heeft.

De indruk bestaat dat niet alleen in de polders, doch ook in vele Nederlandse stroomgebieden het aandeel van de looptijd in de naijling van de afvoergolf te verwaarlozen is ten opzichte van het effect van de berging in het leidingenstelsel. Indien dit inderdaad het geval is kan men het afvoerverloop uit een stroomgebied beschouwen als het resultaat van een aantal verschillende reservoireffecten op de afstroming van het neerslagoverschot.

Een voortgezette studie zal moeten uitwijzen of het voor een meer nauwkeurige benadering van het afvoerverschijnsel in langere en sterk hellende stroomgebieden noodzakelijk zal zijn om ook de translatie van de afvoergolf in de beschouwingen te betrekken door gebruik te maken van methodes, welke hoofdzakelijk in de Angelsaksische landen onder de naam "floodrouting" zijn ontwikkeld. Hierbij moet echter worden opgemerkt dat elk van deze methodes voor een bepaald soort stroomgebieden is ontwikkeld en veelal onder andere omstandigheden correctie behoeft, zoals blijkt uit de discussies van de desbetreffende publicaties. Dit neemt echter niet weg dat de noodzaak zou kunnen blijken om een "floodrouting" methode voor stroomgebieden in ons land te ontwikkelen. Hierbij wordt in de eerste plaats gedacht aan de bestudering van de veranderingen welke de afvoerverhoudingen in de benedenloop zullen ondergaan door verbetering van de afvoermogelijkheden in de bovenstroomse gebieden.

Zoals bekend is doen deze problemen zich in het oosten van het land voor. Voorts zou een dergelijke methode met profijt kunnen worden gebruikt bij de studie van topafvoeren uit de Zuid-Limburgse stroomgebieden, aangezien de vloedgolven in deze gebieden dikwijls optreden bij een zeer onregelmatige verdeling van heftige voorjaars- en zomerregens over het stroomgebied.

In het licht van de voorgaande beschouwingen kan thans nog een beeld worden gegeven van de invloed welke cultuurtechnische werken op het afvoerproces kunnen uitoefenen.

Indien deze werken uitsluitend het optreden van overstromingen moeten tegen gaan kan men zonder meer stellen dat het opheffen van een reservoireffect een deel van de totale vertraging en afvlakking van de "neerslaggolf" te niet zal doen.

Het zal echter dikwijls voorkomen dat men tevens een aanzienlijke verlaging van de grondwaterstand wil bereiken.

Daarmede zal dan niet alleen het vochtopnemend vermogen, doch ook het reservoireffect van de onverzadigde zone worden versterkt, zodat uit dien hoofde weer een belangrijke reductie van de afvoergolf kan worden verwacht.

Voorts zal een verdichting van het stelsel van opvangleidingen het reservoireffect van het grondwater kunnen verkleinen, terwijl tenslotte het verlagen van leidingweerstand door het rechte trekken, schoonhouden of bekleden van transportleidingen eveneens een afvoerversnellende werking zal hebben, wanneer daarmee tenminste een verkleind reservoireffect in het leidingenstelsel wordt bereikt. In enigszins hellende gebieden zal dit ongetwijfeld het geval zijn.

Uit het voorgaande blijkt dus dat de cultuurtechnische werken welke uitsluitend het opheffen van inundaties beogen ongetwijfeld een versnelling en verhoging van de topafvoeren uit het betrokken gebied zullen veroorzaken. Wanneer deze werken echter tevens een verlaging van de directe afvoer en een vergroting van de onverzadigde zone tengevolge hebben, zal daarvan een gunstige invloed uitgaan, welke de vorengenoemde effecten kan overtreffen.

VRAAGSTUKKEN.

1. Geef in een diagram het afvoerproces in een stroomgebied weer.
2. Welke moeilijkheden kunnen zich voordoen bij het vaststellen van stroomgebiedsbegrenzingsen.

3. Schrijf de juiste verklaring op:

De verhouding tussen de verticale- en de horizontale doorlatendheid in een bodem zal tengevolge van het rijpingsproces:

- a. afnemen
- b. gelijkblijven
- c. toenemen.

LIJST VAN SYMBOLEN

		Dimensie
A	= oppervlakte dwarsprofiel.	L^2
B	= breedte van leiding op waterspiegel; kruin breedte.	L
C	= coëfficiënt van Chézy.	$L^{\frac{1}{2}}T^{-1}$
D	= diameter van een buisdoorsnede.	L
g	= versnelling van de zwaartekracht.	$L T^{-2}$
I	= "inflow".	L^3T^{-1}
H	= energiehogte.	L
h	= waterspiegelhogte; overstorthogte.	L
k_m	= coëfficiënt van Manning.	$L^{1/3}T^{-1}$
L	= kruinlengte bij stuw.	L
m	= afvoercoëfficiënt.	-
O	= "outflow".	L^3T^{-1}
P	= natte omtrek.	L
P	= drukkracht per lengte eenheid.	$M T^{-1}$
p	= kruinniveau stuw.	L
p	= inwendige vloeistofdruk.	$M L^{-1}T^{-2}$
Q	= debiet .	L^3T^{-1}
q	= debiet per breedte-eenheid.	L^2T^{-1}
R	= hydraulische straal.	L
S_e	= energieverhang.	-
S_o	= bodemverhang.	-
S_p	= piëzometrisch verhang.	-
t	= tijd.	T
Δt	= tijdsinterval.	T
v	= stroomsnelheid.	$L T^{-1}$
$\bar{v}$	= gemiddelde stroomsnelheid.	$L T^{-1}$
Y	= waterdiepte.	L
Y_η	= evenwichtsdiepte.	L
z	= plaatshogte (t.o.v. horizontaal vergelijkings- vlak).	L
α	= correctiefactor snelheidshogte; (hoek).	
η	= dynamische viscositeit.	$M L^{-1}T^{-1}$
λ	= weerstandscoefficiënt.	-
ν	= kinematische viscositeit	L^2T^{-1}
ξ	= coëfficiënt voor energieverlies	-
ρ	= dichtheid	$M L^{-3}$
τ	= schuifspanning	$M L^{-1}T^{-2}$

ANTWOORDEN VRAAGSTUKKEN.

Hoofdstuk 2: 1b.

2a.

Hoofdstuk 3: 1. $R \approx 63893 \text{ N}$
 $\text{tg } \alpha = \frac{\pi + 2}{4}$

2. Zie §3.1.

Hoofdstuk 4: 1. Zie §4.10.3.

2. Zie §4.10.5.

3. Thomson meetschot; Q is een functie van $h^{5/2}$, bij een Cipolletti meetschot is Q een functie van $h^{3/2}$.

4. Zie §4.14.

5. $Q = C.B.h^{3/2}S_o^{1/2}$ resp. $Q = C \frac{h^{5/2}}{\sqrt[4]{8}} S_o^{1/2}$.

6. 1442,07 N per plaat.

7. Zie §4.9.

Hoofdstuk 5: 1. Zie schema op uitvouwpagina.

2. Kwel, wegzijging; topografische waterscheiding komt niet overeen met grondwaterscheiding.

3. c.

pag. 35 11e r.v.b.: In de afvoercoëfficiënten
lees: In de afvoercoëfficiënt m

7e r.v.o.: verdinkt
lees: verdrinkt

pag. 37 1e r.v.b.: $Q + a h^2$
lees: $Q = a h^2$

pag. 44 6e r.v.o.: monogram
lees: nomogram

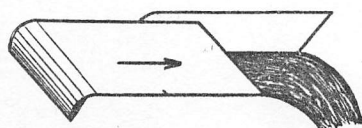
pag. 47 2e r.v.o.: Bij toenemende b/h_1 neemt $m = \frac{\mu}{1+\mu \cdot b/h_1}$
lees: ... $m = \frac{\mu}{\sqrt{1+\mu \cdot b/h_1}}$

pag. 28 en 29 achter resp. 4.7.3 en 4.8 toevoegen: (T.V. band 3)

pag. 35 11e r.v.b.: In de afvoercoëfficiënten
lees: In de afvoercoëfficiënt m

7e r.v.o.: verdinkt
lees: verdrinkt

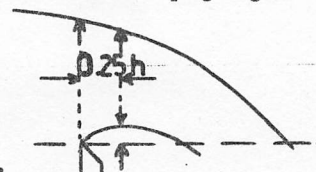
pag. 36 Fig. 4.10.2.2. vervangen door onderstaande figuur.



horizontaal geknikt
Fig. 4.10.2.2.

pag. 37 1e r.v.b.: $Q + a h^2$
lees: $Q = a h^2$

pag. 38 Fig. 4.10.3.1.: bij 0.25 h zijn 2 horizontale pijltjes weg-
gevallen:



pag. 44 6e r.v.o.: monogram
lees: nomogram

pag. 47 2e r.v.o.: Bij toenemende b/h_1 neemt $m = \frac{\mu}{1 + b/h_1}$
lees: $m = \frac{\mu}{\sqrt{1 + b/h_1}}$

pag. 60 vraagstuk 6, 4e regel: gewicht van $11.772 \times 10^{-3} \text{ N/m}^3$...
lees: $11.772 \times 10^3 \text{ N/m}^3$

pag. 72 10e r.v.o.: Y_n = evenwichtsdiepte
lees: Y_n = evenwichtsdiepte

pag. 73 4e r.v.o.: Zie schema op uitvouwpagina.
lees: Zie schema achter pagina 61.