18H.'1'

H. J. Gelarob
49 66.

Golfdrukken tegen vertikale muren

Samengesteld naar de colleges van Prof. ir L. van Bendegom

1959

TECHNISCHE HOGESCHOOL
Afdeling der
WEG- en WATERBOUWKUNDE

.-.-.-.

Gegevens en beschouwingen over
Golfdrukken tegen vertikale muren
in aansluiting op het college Havens
van Prof.ir. L. van Bendegom
samengesteld door ir. F. van Rossum.

Inhoud: blz.

januari 1959.

1. Inleiding.

De constructies ter bescherming van haventoegangen worden naar hun dwarsprofiel in twee groepen verdeeld:

a) het damtype, waarbij de golven op de taluds breken;

b) het muurtype met vertikale begrenzing, waartegen bij voldoende waterdiepte de golven terugkaatsen en met de nog aankomende golven een staande golf vormen.

Daar veelal niet bij alle waterstanden de daarvoor benodigde minimale diepte van 1,28 maal de totale golfhoogte aanwezig is en bovendien golven door de wind kunnen breken moet steeds ook op stootdrukken (shock-pressures) van brekende golven worden gerekend.

Voor een staande golf is de druk tegen de muur op bevredigende wijze theoretisch te benaderen. Daartegenover ligt de bepaling van de stoten van brekende golven meer op het experimentele gebied (metingen op modellen en op havenmuren).

Het muurtype heeft tegenover de dam de voordelen van kleiner dwarsprofiel en weinig onderhoud. Echter maakten enkele grote rampen met muren een nauwkeuriger stabiliteitsberekening noodzakelijk. Zelfs bij maximale opwaartse druk, dus volledig ondergedompeld profiel, mag bij geen enkel belastinggeval de resultante der krachten noch kanteling, noch verschuiving noch overschrijding van de toelaatbare druk op de funderingslaag veroorzaken. De juiste aanname der golfkrachten is hierbij van het grootste belang.

Enkele methoden ter bepaling van de drukken van al of niet brekende golven tegen een vertikale muur worden beschreven. Dikwijls zal voor de stabiliteit van het gehele bouwwerk de staande golf maatgevend zijn. Brekende golven kunnen echter plaatselijk en kortstondig zeer hoge stootbelastingen geven, welke bepalend zijn voor de sterkte van de constructie ter plaatse.

2. Symbolen.

$a = \dfrac{H}{\cosh \frac{2\pi D}{L}}$

b = plaats hoogte van waarnemingspunt boven de muurvoet

c = voortplantingssnelheid van de golf (golfvorm) $= \sqrt{\frac{g}{2}\frac{L}{\pi} \operatorname{tgh} \frac{2\pi D}{L}}$

f = functie

g = versnelling zwaartekracht

$h_o = \frac{\pi H^2}{L} \coth \frac{2\pi D}{L}$

p = overdruk t.o.v. atmosfeer

p_r = deel van overdruk t.g.v. terugkaatsing

$q = 2 \left(r \operatorname{tgh} \frac{2\pi D}{L} - r'\right)$

r = horizontale amplitude waterdeeltje t.o.v. bewegingscentrum

r' = vertikale " " " "

t = tijd

v = orbitale snelheid van waterdeeltje

x, x_1, x_2 = horizontale coördinaat van waterdeeltje

x_o = " " " bewegingscentrum

y, y_1, y_2 = vertikale " (x-as = waterspiegel in rust)

y_o = " " bewegingscentrum (x-as idem)

z = vertikale coördinaat (x-as halverhoogte top en dal)

z_o = " " bewegingscentrum (x-as idem)

D = waterdiepte bij niveau in rust

H = golfhoogte van top tot dal

L = golflengte van top tot top

R = resultante van horizontale waterdrukken op muur

T = golfperiode

$\alpha = \frac{2\pi D}{L}$

ρ = dichtheid van water

$\varphi = 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_o}{L}\right)$

λ = verhouding hoogte teruggekaatste golf tot oorspronkelijke golfhoogte.

3. Theorie der golfbeweging. (1) (2)

Als benadering van de beweging van een lopende golf in ondiep water wordt aangenomen een periodieke beweging der waterdeeltjes volgens gesloten elliptische banen in vertikale vlakken evenwijdig aan de richting van de golfbeweging, waarbij de coördinaten veranderen evenredig met de sinus of de cosinus van een hoek die in T seconden regelmatig van 0 tot 2 π toeneemt. Tevens wordt verondersteld dat de beweging van de deeltjes die zich in deze vlakken op de horizontale afstand L bevinden alsmede van alle deeltjes in één vertikaal in phase zijn.

Ter bepaling van de plaats van het waterdeeltje I kiezen we voorlopig de x-as horizontaal op de helft van het hoogteverschil tussen golftop en -dal en de z-as positief omlaag (zie fig.1).

We noemen x_o en z_o de coördinaten van het centrum, en r en r' de horizontale en de vertikale amplitude van de beweging van het waterdeeltje I. Deze amplituden zijn de stralen van de grote en kleine cirkel die de ellips bepalen. Hun grootte hangt af van: golfhoogte, golflengte, waterdiepte en de diepte van het bewegingscentrum beneden de waterspiegel.

Indien het waterdeeltje I zich in punt A van zijn elliptische baan bevindt, dan zijn MB en MB^1 de bij dat punt behorende stralen van de grote en kleine cirkel.
Als het waterdeeltje II (in de z-as) juist in zijn hoogste stand is (t = 0), zal het deeltje I zijn hoogste stand nog niet bereikt hebben, maar zal de lijn MB nog een hoek $\frac{x_o}{L} \cdot 2\pi = \frac{2\pi x_o}{L}$ moeten doorlopen.
Ten tijde t = t heeft de lijn MB een hoek $\frac{t}{T} \cdot 2\pi = \frac{2\pi t}{T}$ doorlopen.

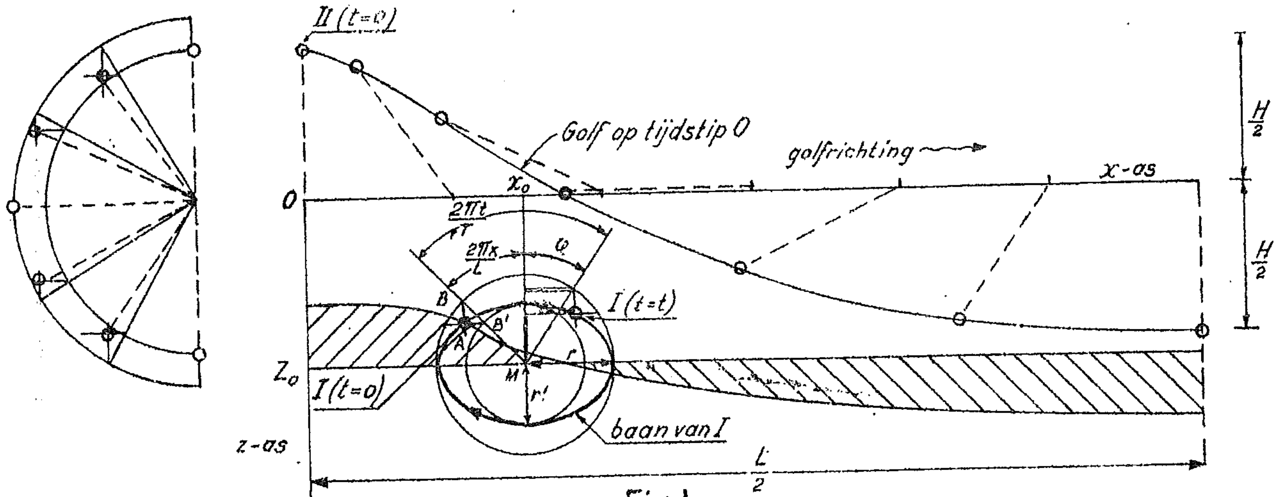


Fig.1

Stellen we de resulterende hoek: $\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi x_o}{L} = 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x_o}{L}\right) = \varphi$
dan vinden we voor de coördinaten x en z van het waterdeeltje I op het tijdstip t $\quad x = x_o + r\sin\varphi \qquad z = z_o - r'\cos\varphi$

Deze bepalen een golflijn, aangevende de plaats ten tijde t van alle waterdeeltjes met bewegingscentrum op de diepte z_o. Het oppervlak ingesloten tussen deze golflijn en de lijn $z = z_o$ bedraagt $\int (r'\cos\varphi)\,dx$
$x = x_o + r\sin\varphi = L\left(\frac{t}{T} - \frac{\varphi}{2\pi}\right) + r\sin\varphi$, dus $dx = -\frac{L}{2\pi}d\varphi + r\cos\varphi\, d\varphi$.
Het oppervlak is

$$\int (r'\cos\varphi)\left(-\frac{L}{2\pi}d\varphi + r\cos\varphi\, d\varphi\right) =$$

$$= -\frac{r'L}{2\pi}\sin\varphi + \frac{rr'}{2}\sin\varphi\cos\varphi + \frac{rr'}{2}\varphi.$$

Tussen grenzen $\varphi = \frac{\pi}{2}$ en $\varphi = 0$ opp. $= -\left(\frac{r'L}{2\pi} - \frac{\pi r r'}{4}\right)$

" " $\varphi = \pi$ en $\varphi = \frac{\pi}{2}$ opp. $= \frac{r'L}{2\pi} + \frac{\pi r r'}{4}$

verschil der oppervlakken $= \frac{\pi r r'}{2}$

Ten opzichte van de evenwichtsstand (deeltjes in rust) moet het verschil gelijk nul zijn (continuïteitsvoorwaarde).

De ruststand ligt dus $\frac{\pi r r'}{L}$ lager dan de lijn waarop de beschouwde bewegingscentra liggen.

Dit geldt ook voor de waterspiegel, waar het evenwichtsniveau (zee in rust) lager ligt dan het vlak halverhoogte golftop en -dal.

We gaan nu over op een assenstelsel met de x-as in dit evenwichtsniveau, waarbij de coördinaten worden (fig.2):

$x = x_o + r \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x_o}{L}\right)$ en $y = y_o - \frac{\pi r r'}{L} - r'\cos 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x_o}{L}\right)$

waarin x_o en y_o de coördinaten van het beschouwde waterdeeltje in ruststand zijn.

De waarden van r en r' in dit assenstelsel zijn:

$$r = \frac{H}{2}\,\frac{\cosh 2\pi \frac{D - y_o}{L}}{\sinh 2\pi \frac{D}{L}} \quad \text{en} \quad r' = \frac{H}{2}\,\frac{\sinh 2\pi \frac{D - y_o}{L}}{\sinh 2\pi \frac{D}{L}},$$

waarin H = totale golfhoogte en D = waterdiepte bij niveau in rust.

Aan het oppervlak ($y_o = 0$) is $r = \frac{H}{2} \coth 2\pi \frac{D}{L}$ en $r' = \frac{H}{2}$

<u>Een staande golf</u> (clapotis) ontstaat door superpositie van twee even grote, tegengesteld-gerichte lopende golven, waarvan de toppen gelijktijdig een bepaald punt passeren.

Een waterdeeltje dat t.g.v. de ene golf de coördinaten x_1 en y_1 verkrijgt, zal t.g.v. de andere golf (indien deze alleen zou bestaan) de coördinaten x_2 en y_2 verkrijgen.

$x_1 = x_o + r \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x_o}{L}\right)$ en $x_2 = x_o + r \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} + \frac{x_o}{L}\right)$

Het resultaat, dat de plaats van het waterdeeltje bepaalt, wordt gevonden uit de sommatie van x_1 en x_2, resp. y_1 en y_2:

$$x = x_1 + x_2 - x_o$$

$$x = x_o + r\left\{\sin 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{x_o}{L}\right) + \sin 2\pi\left(\frac{t}{T} + \frac{x_o}{L}\right)\right\}$$

$$= x_o + 2r \sin\frac{2\pi t}{T} \cos\frac{2\pi x_o}{L}$$

evenzo

$$y = y_1 + y_2 - y_o = y_o - \frac{2\pi r r'}{L} - 2 r' \sin\frac{2\pi t}{T} \sin\frac{2\pi x_o}{L}.$$

Een nauwkeuriger benadering wordt verkregen door invoering van de factor $2(\sin\frac{2\pi t}{T})^2$ in de tweede term voor y:

$$x = x_o + 2r \sin\frac{2\pi t}{T} \cos\frac{2\pi x_o}{L}$$

$$y = y_o - \frac{4\pi r r'}{L}(\sin\frac{2\pi t}{T})^2 - 2 r' \sin\frac{2\pi t}{T} \sin\frac{2\pi x_o}{L},$$

waardoor aan de continuïteitsvoorwaarde $y = y_o$ voor $t = 0$ wordt voldaan.

4. Druk van staande golf volgens Sainflou. (3)

Om de overdruk p ten opzichte van de atmosferische druk van een staande golf tegen een vertikale muur te berekenen, wordt uitgegaan van de vergelijking $K = m.a.$

In horizontale en vertikale richting toegepast op de eenheid van massa verkrijgt men:

$$-\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} \quad \text{en} \quad -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} + g = \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}.$$

Omdat x en y beide functies zijn van x_o en y_o, en, omgekeerd, x_o en y_o beide functies van x en y, kan men schrijven:

$$\frac{\partial p}{\partial y_o} = \frac{\partial p}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial y_o} + \frac{\partial p}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial y_o}$$

of:

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y_o} = -\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} \cdot \frac{\partial x}{\partial y_o} + (g - \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}) \cdot \frac{\partial y}{\partial y_o}.$$

Berekent men eerst de termen van deze vergelijking afzonderlijk, dan verkrijgt men, gebruik makend van:

$$\frac{dr}{dy_o} = -\frac{2\pi}{L} r' \quad \text{en} \quad \frac{dr'}{dy_o} = -\frac{2\pi}{L} r.$$

respectievelijk:

$$\frac{\partial x}{\partial y_o} = -\frac{4\pi r'}{L} \sin\frac{2\pi t}{T} \cos\frac{2\pi x_o}{L}$$

$$\frac{\partial y}{\partial y_o} = 1 + \frac{8\pi^2}{L^2}(r^2 + r'^2)(\sin\frac{2\pi t}{T})^2 + \frac{4\pi r}{L} \sin\frac{2\pi t}{T} \sin\frac{2\pi x_o}{L}$$

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = -\frac{8\pi^2 r}{T^2} \sin\frac{2\pi t}{T} \cos\frac{2\pi x_o}{L}$$

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = -\frac{32\pi^3 r r'}{T^2 L} \cos\frac{4\pi t}{T} + \frac{8\pi^2 r'}{T^2} \sin\frac{2\pi t}{\Delta T} \sin\frac{2\pi x_o}{L}$$

Gebruik makend van $T^2 = \frac{2\pi L}{g} \coth \frac{2\pi D}{L}$ en verwaarloost men de termen met tweede machten van $\frac{r}{L}$ en $\frac{r'}{L}$ (daar r en $r' \ll L$), dan krijgt men voor de bewegingsvergelijking:

$$\frac{1}{\rho\, g} \cdot \frac{\partial p}{\partial y_o} = 1 - \frac{4\,\pi}{L} \left(r' \operatorname{tgh} \frac{2\pi D}{L} - r\right) \sin \frac{2\pi t}{T} \sin \frac{2\,\pi\, x_o}{L} .$$

Integreert men tussen de grenzen y_o en 0, dan is:

$$\frac{p}{\rho\, g} = y_o + 2 \left(r \operatorname{tgh} \frac{2\pi D}{L} - r'\right) \sin \frac{2\pi t}{T} \sin \frac{2\,\pi\, x_o}{L} + f\,(x_o,\ t)$$

Aan het oppervlak geldt voor iedere waarde van x_o en t:

$p = 0$; $y_o = 0$; dan ook $r \operatorname{tgh} \frac{2\pi D}{L} = r'$.

Dus moet $f\,(x_o,\ t) = 0$

$$\frac{p}{\rho\, g} = y_o + 2 \left(r \operatorname{tgh} \frac{2\pi D}{L} - r'\right) \sin \frac{2\pi t}{T} \sin \frac{2\,\pi\, x_o}{L} .$$

Voorwaarde voor terugkaatsen is dat de bewegingsrichting der waterdeeltjes bij de muur vertikaal is. Volgens fig.1 geldt:

$$\frac{2\,\pi\, x_o}{L} = \frac{\pi}{2} \text{ of } \frac{3\,\pi}{2} \text{ en dus } \sin \frac{2\,\pi\, x_o}{L} = \pm 1$$

$$\frac{p}{\rho\, g} = y_o \pm 2 \left(r \operatorname{tgh} \frac{2\pi D}{L} - r'\right) \sin \frac{2\pi t}{T}$$

Uiterste waarden voor $\sin \frac{2\pi t}{T} = \pm 1$

$$\frac{p}{\rho\, g} = y_o \pm 2 \left(r \operatorname{tgh} \frac{2\pi D}{L} - r'\right)$$

$$\frac{p}{\rho\, g} = y_o \pm H \left(\frac{\cosh 2\pi \frac{D - y_o}{L}}{\cosh 2\pi \frac{D}{L}} - \frac{\sinh 2\,\pi \frac{D - y_o}{L}}{\sinh 2\,\pi \frac{D}{L}} \right) = y_o \pm q$$

Bij bodem ($y_o = D$)

$$\frac{p}{\rho\, g} = D \pm \frac{H}{\cosh 2\,\pi \frac{D}{L}} = D \pm a.$$

Ter bepaling van de grootste afwijkingen van de waterspiegel bij de muur ten opzichte van het niveau in rust wordt uitgegaan van de reeds genoemde formule $y = y_o - \frac{4\,\pi r r'}{L} \left(\sin \frac{2\pi t}{T}\right)^2 - 2\, r' \sin \frac{2\pi t}{T} \sin \frac{2\,\pi\, x_o}{L}$

Voorwaarden voor uiterste waarden zijn:

$$y_o = 0;\ \sin \frac{2\,\pi\, x_o}{L} = \pm 1;\ \sin \frac{2\pi t}{T} = \pm 1$$

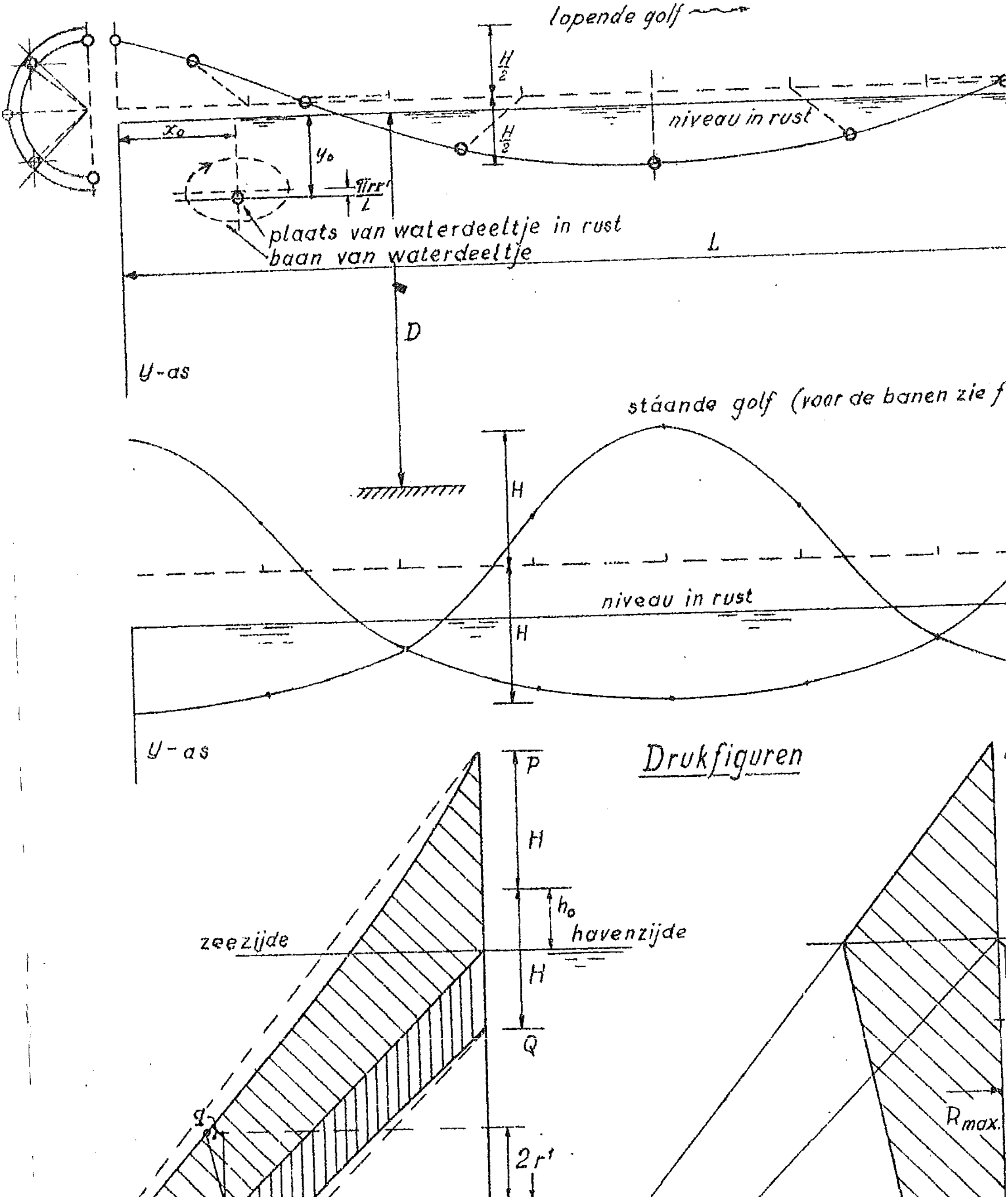
Dit geeft: $y = 0 - \frac{4\,\pi}{L} \cdot \left(\frac{H}{2} \coth \frac{2\pi D}{L}\right) \cdot \frac{H}{2} \pm 2 \cdot \frac{H}{2}$

De hoogte van de top van de staande golf is $H + \frac{\pi H^2}{L} \coth \frac{2\pi D}{L} =$

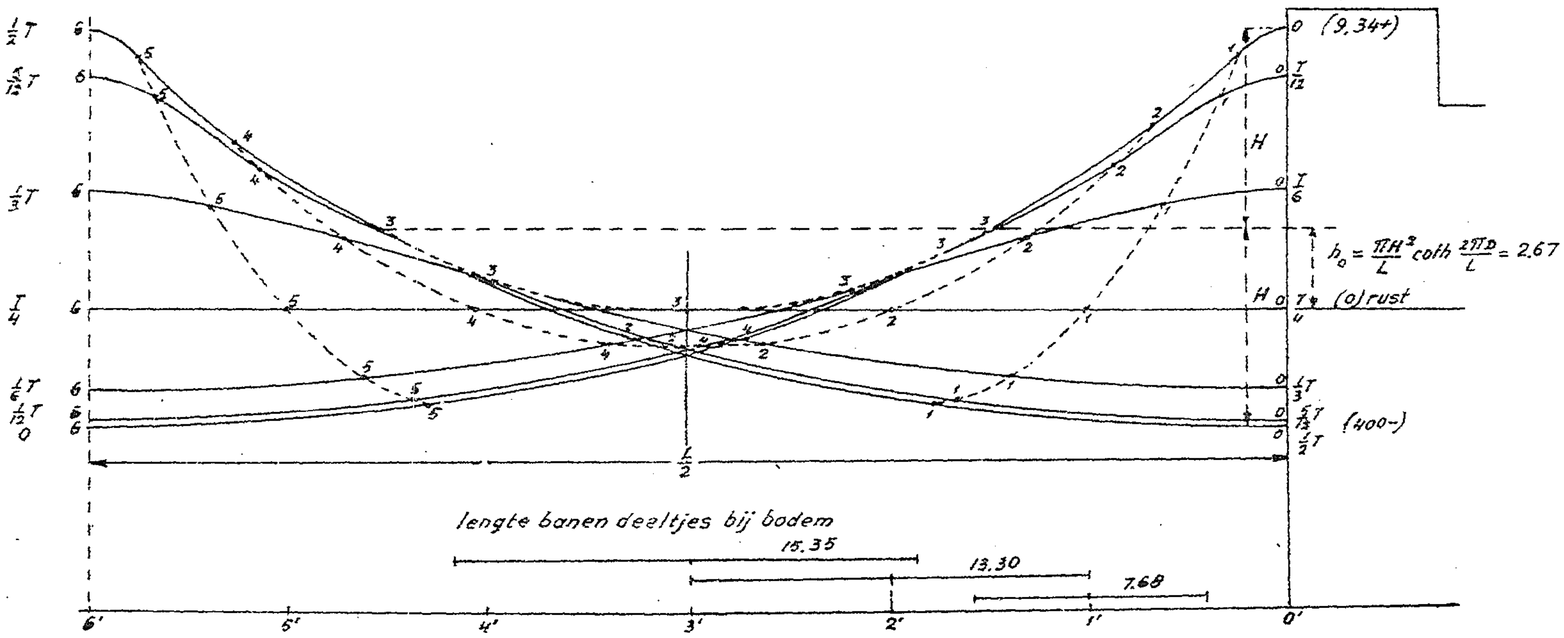
$= H + h_o$, en de diepte van het dal $H - h_o$.

Voor de waarde van D kan men de zeediepte aanhouden, tenzij de muur wordt gebouwd op een zeer brede steenstorting met flauw talud.

In dat geval is het veilig om voor D te rekenen
bestorting.



Banen der waterdeeltjes volgens Sainflou



Clapotis ; vorm van oppervlak bij $t = 0, \frac{T}{12}, \frac{T}{6}$ enz.

Gestippeld banen der deeltjes 1. 2. 3. 4. 5.

$H = 6.66 \qquad L = 80 \qquad D = 10$

Fig.3

5. Druk van staande golf volgens Iribarren e.a. (4) (5)

Bij de theorie van Sainflou wordt gerekend met een golf welke volkomen wordt teruggekaatst, zodat een staande golf ontstaat. In de regel zijn staande golven echter vergezeld van lopende golven (onvolkomen terugkaatsing).
Dit was voor Iribarren e.a. aanleiding om een van Sainflou's hydrodynamische formulering afwijkende z.g. statisch-dynamische golftheorie te ontwikkelen.

Beide theorieën behandelen de omzetting van bewegingsenergie in druk bij het ontmoeten van een muur. Terwijl Sainflou een totale druk afleidde uit de staande golf, namen de anderen de som van de druk tengevolge van een ongestoorde lopende golf en de druk tengevolge van het terugkaatsen tegen de muur.

Deze terugkaatsingsdruk p_r werd afgeleid uit de bewegingsvergelijking:

$$p_r dt = \text{verandering van hoeveelheid beweging.}$$

of, als eindsnelheid = 0:

$$p_r dt = \text{massa maal snelheid.}$$

Voor de afmetingen van het watervolume dat in de tijd dt zijn snelheid verliest werd aangenomen de lengte (in de bewegingsrichting) c dt (c = voortplantingssnelheid van de golfvorm) en het oppervlak (loodrecht op beweging) gelijk aan de eenheid. De massa van dat watervolume is dus $\rho \cdot c \cdot dt$.

$$p_r dt = \rho \cdot c \cdot dt \cdot v.$$

hierin is v = orbitaalsnelheid der waterdeeltjes ter plaatse.

$$p_r = \rho \cdot c \cdot v.$$

De druk van de lopende golf werd bepaald uit de plaats die een waterdeeltje tijdens zijn orbitaalbeweging inneemt (zie Inleiding). Dit uitgangspunt is theoretisch onjuist daar de golfbeweging door de aanwezigheid van de muur gestoord wordt. Uit proeven is gebleken dat Iribarren's theorie de werkelijkheid niet beter benadert dan die van Sainflou.

6. Druk van staande golf volgens Rundgren (6)

Door de invoering van een terugkaatsingsfactor λ, aangevende de verhouding tussen de hoogte van de teruggekaatste golf en de oorspronkelijke golfhoogte, komt Rundgren tegemoet aan de onvolledigheid van Sainflou's theorie.

Bij grote diepte en weinig steile golven kan men $\lambda = 1$ stellen en de formules van Sainflou zonder bezwaar toepassen.

Bij kleine diepte of bij steile golven kan λ echter belangrijk kleiner zijn. In dit geval is invoering van de factor λ in de formules noodzakelijk.

Uitgaande van de beide lopende golven:

$$x_1 = x_o + r \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x_o}{L}\right) \text{ en } x_2 = x_o + \lambda r \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{x_o}{L}\right)$$

wordt na integreren gevonden:

$$\frac{p}{\rho g} = y_o + \left(r \operatorname{tgh} \frac{2\pi D}{L} - r'\right) \left\{ (1+\lambda) \sin \frac{2\pi t}{T} \sin \frac{2\pi x_o}{L} + (1-\lambda) \cos \frac{2\pi t}{T} \cos \frac{2\pi x_o}{L} \right\}$$

Bij de muur $\left(\sin \frac{2\pi x_o}{L} = \pm 1\right)$ worden de uiterste waarden $\left(\sin \frac{2\pi t}{T} = \pm 1\right)$:

$$\frac{p}{\rho g} = y_o \pm \frac{H}{2} (1+\lambda) \left(\frac{\cosh 2\pi \frac{D - y_o}{L}}{\cosh 2\pi \frac{D}{L}} - \frac{\sinh 2\pi \frac{D - y_o}{L}}{\sinh 2\pi \frac{D}{L}} \right)$$

Bij de bodem $(y_o = D)$

$$\frac{p}{\rho g} = D \pm \frac{(1+\lambda) H}{2 \cosh 2\pi \frac{D}{L}}$$

Bovenstaande eerste benadering van de golfdruk voldoet aan de grenswaarde ($p = 0$ aan het oppervlak) en aan de hydrodynamische theorie voorzover het eerste graads termen van H betreft.

De tweede benadering geeft in zijn algemene vorm een zeer bewerkelijke vergelijking van de tweede graad in H. Langs de muur $\left(\sin \frac{2 x_o}{L} = \pm 1\right)$ worden de uiterste waarden $\left(\sin \frac{2\pi t}{T} = \pm 1\right)$ bij de bodem $(y_o = D)$ als $\frac{2\pi D}{L} = \alpha$ gesteld wordt:

$$\frac{p}{\rho g} = D \pm \frac{H(1+\lambda)}{2 \cosh \alpha} \pm \frac{\pi H^2}{16 L \sinh \alpha} \Bigg[(1+\lambda)^2 \left\{ \cosh \alpha \left(4 - \frac{1}{\cosh^2 \alpha}\right) - 8 \frac{\sinh^2 \alpha}{\cosh \alpha} + 3 \left(\frac{\cosh \alpha}{\sinh^2 \alpha} - \frac{2}{\cosh \alpha}\right) \right\}$$
$$+ (1-\lambda)^2 \left\{ \frac{1}{\cosh \alpha} + 4 \frac{\sinh^2 \alpha}{\cosh \alpha} + 3 \left(\frac{\cosh \alpha}{\sinh^2 \alpha} - \frac{2}{\cosh \alpha}\right) \right\} \Bigg]$$

De grootste afwijkingen van de waterspiegel bij de muur ten opzichte van het niveau in rust zijn:

$$\frac{H}{2}(1+\lambda) \pm \frac{\pi H^2}{4 L \,\mathrm{tgh}\,\alpha}\left[(1+\lambda)^2\left\{1 - \frac{3+\mathrm{tgh}^2\alpha}{4\sinh^2\alpha}\right\} + (1-\lambda)^2\left\{\frac{+3+\mathrm{tgh}^2\alpha}{4\sinh^2\alpha}\right\}\right]$$

De grootte van de terugkaatsingscoëfficient λ kan worden ontleend aan onderstaande grafiek, waarop λ aangegeven is als functie van de golfsteilheid $\frac{H}{L}$ en de relatieve waterdiepte $\frac{D}{L}$ bij de muur, gebaseerd op de resultaten van proefnemingen (fig.4)

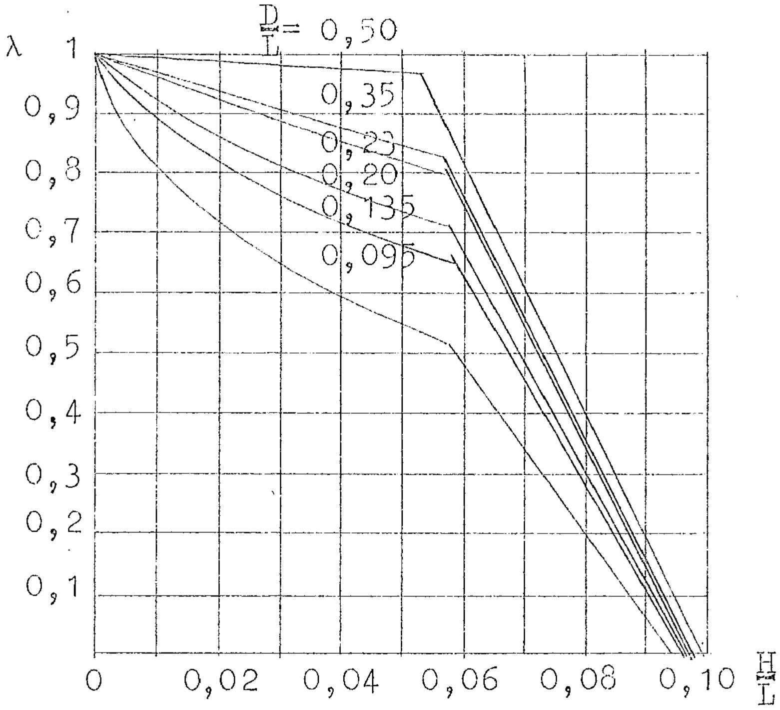


Fig. 4

Enkele benaderde waarden van hyperbolische functies geeft de onderstaande tabel:

$\frac{D}{L}$	0.10	0.11	0.12	0.13	0.14	0.15	0.16	0.18	0.20	0.25
$\sinh\alpha$	0,67	0,76	0,85	0,92	1,01	1,10	1,19	1,39	1,62	2,30
$\cosh\alpha$	1,20	1,25	1,30	1,35	1,41	1,48	1,55	1,71	1,90	2,56
$\mathrm{tgh}\ \alpha$	0,56	0,60	0,65	0,68	0,71	0,74	0,77	0,81	0,85	0,90

7. Druk van brekende golf. (7)

Zoals vermeld kunnen golven bij het breken tegen een muur gedurende korte tijd plaatselijk zeer hoge drukken veroorzaken.

Een golf breekt als zijn voortplantingssnelheid c dusdanig is verminderd dat deze de waarde bereikt van de orbitale snelheid v van de

waterdeeltjes in de top.
Dit is bij geleidelijk oplopende bodem en "normale" golven (dat wil zeggen in diep water voldoende aan de voorwaarde $0{,}006 < \frac{H}{L} < 0{,}06$) het geval voor D = 1,28.

Voor de beweging van een waterdeeltje van een brekende golf is een wiskundige formule niet bekend.

Rundgren bepaalde golfdrukken in laboratorium-modellen, waarbij golven gedwongen werden te breken door middel van een flauw hellende bodem (helling 1 ; 9). De rijzing van de waterspiegel bracht het punt van breken steeds dichter bij een in het model opgestelde vertikale muur.

De theorie van Bagnold, die aangeeft dat stootdrukken optreden als een luchtkussen wordt gevormd tussen golffront en muur, werd door proeven volledig bevestigd. Dit luchtkussen werd eerst samengedrukt en sprong daarna met een dof geluid uiteen. Dit ontploffen ging gepaard met het omhoogspuiten van water langs de muur tot een hoogte die verscheidene malen de golfhoogte overtrof.

Het geluid van het ontsnappen van de lucht werd sterker bij toenemend peilverschil tussen golftop en bodem; het onderste deel van het golffront werd minder steil en het luchtkussen ontstond alleen dicht bij de top van de golf. Onder die omstandigheden was de knal kort en scherp en de piekbelasting het grootst. Dat stadium werd bereikt juist voordat de waterdiepte zo groot werd dat de golf niet meer brak, maar terugkaatste.

Bij de proeven bleek dat de teruggekaatste golf een vervorming van de aankomende golf veroorzaakte waardoor de neiging tot breken verminderde. Dit werd duidelijk waargenomen in het model waarbij het terugkaatsingseffect duidelijker werd bij toenemende waterhoogte.
Bij de theoretische brekerdiepte van 1,28 H trad in de proeven reeds een totale terugkaatsing op.

Hierbij volgen enkele conclusies uit de proeven:

a) bij een bepaalde waterdiepte treden in een vertikaal de maximale stootdrukken niet gelijktijdig op, n.l. beneden eerder dan boven,
b) bij rijzende waterspiegel groeit de stootdruk tot een maximum en vermindert daarna,
c) de golfdruk neemt af met toenemende plaatshoogte b van het waarnemingspunt boven de muurvoet,
d) de golfdruk neemt toe met de golfhoogte.

Het aantal modelproeven was echter niet voldoende om een betrouwbaar verband op te stellen.

Een groot aantal drukproeven aan de havenhoofden van Dieppe geeft als de tien hoogste waarden de volgende cijfers voor $\frac{p}{\rho\ gH}$ bij verschillende verhoudingen $\frac{H}{L}$:

$\frac{H}{L}$	H	$\frac{p}{\rho g H}$ b = 0,35	1,35	2,35
0.038	1,50	12	7	-
0.038	1,50	13	13	-
0.038	1,50	35	17	-
0.038	1,50	15	21	15
0.038	1,50	12	18	8
0.045	1,80	38	4	-
0.045	1,80	34	2	-
0.056	2,50	6	3	-
0.056	2,50	16	4	1
0.063	2,50	15	2	-

waarin H en L resp. de hoogte en de lengte zijn van de golven in diep water.

8. Nabeschouwing.(7)

Door invoering van een terugkaatsingsfactor λ is een drukfiguur overeenkomstig figuur 2 nauwkeuriger te bepalen.

De resultante van wateroverdruk en het gewicht van de muurprofiel (geheel ondergedompeld gerekend) moet de muurvoet snijden, terwijl als grootste druk op een funderingsstortlaag wordt opgegeven ten hoogste 8 kg per cm^2.

Met het oog op verschuiving mag de wrijvingscoëfficient voor beton onderling de waarde 0,5 en voor beton op stortlaag 0,6 niet overschrijden.

Wanddikte en wapening volgen uit de stootbelasting bij het breken der golven.

Aangezien door de horizontale waterbeweging onder de knooppunten van de staande golf (zie fig.3) een grote aantasting van de bodem te vrezen is dient ter verzekering van de stabiliteit van de muur een bodembescherming te worden aangebracht over een breedte groter dan $\frac{L}{4}$ vanaf de muur.

9. Literatuur.

(1) De la houle et du clapotis. De Saint-Venant & Flamant
Annales des Ponts et Chaussées (mémoires et documents)
1888, 1e semestre. blz. 705.

(2) College e_6 Korte golven; Prof. Thijsse.

(3) Essai sur les digues maritimes verticales; Sainflou.
Annales des Ponts et Chaussées (mémoires et documents)
1928 II blz. 5.

(4) Internationaal scheepvaartcongres.
Bulletin nr.28, juli 1939. Iribarren Cavanilles:
Berechnung der senkrechten Schutzdämmen.

(5) Internationaal scheepvaartcongres nr.18, Rome 1953.
S II Q I Iribarren Cavanilles: Digues à parement vertical
et digues à talus.

(6) Water wave forces. L. Rundgren, Stockholm 1958.

(7) Wind, waves and maritime structures
R.R. Minikin, London 1950.