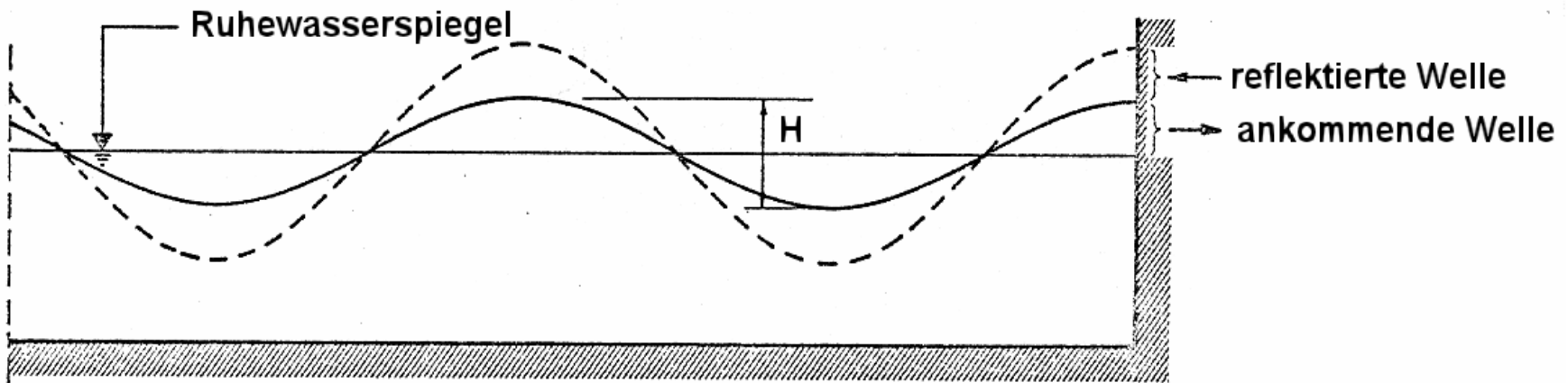
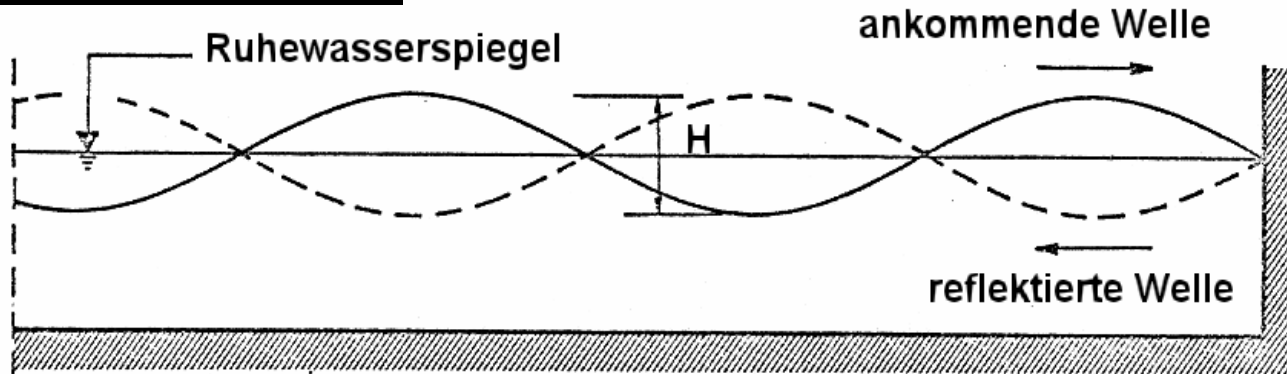
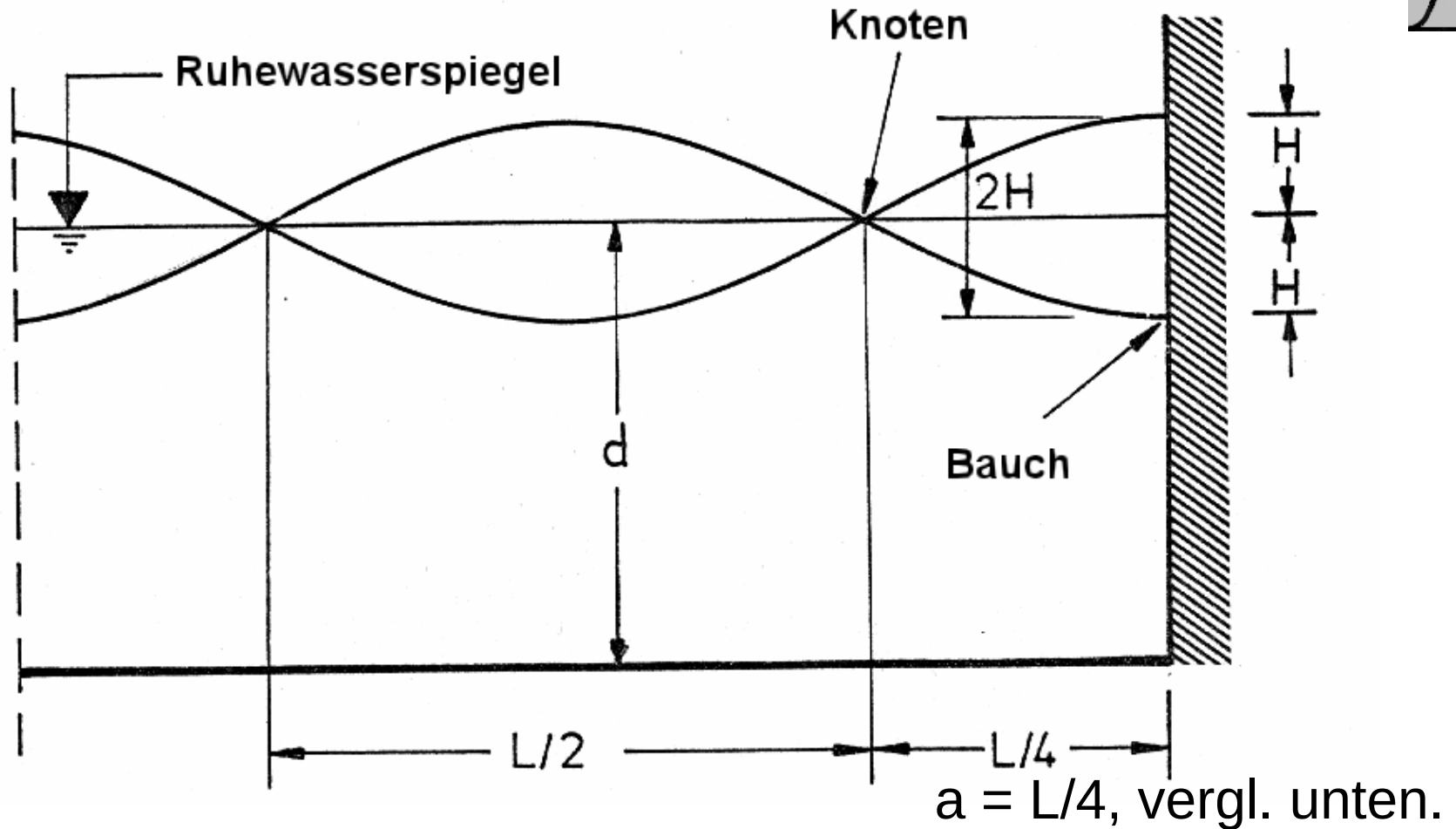




Wellenreflexion:



Trifft ein fortschreitender Wellenzug mit der Wellenhöhe H auf eine senkrechte Wand (Mole, Ufermauer o.ä.), so wird von dieser ein spiegelbildlicher Wellenzug zurückgeworfen. Durch Überlagerung der ankommenden und der reflektierten Welle entsteht eine stehende Welle (CLAPOTIS) mit der Wellenhöhe $2H$.

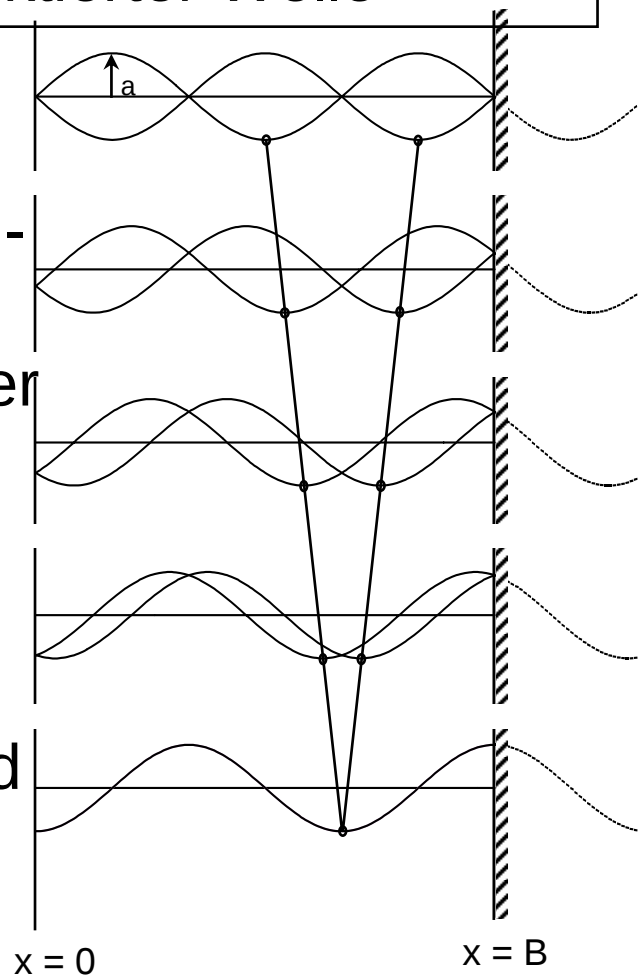


Diese Höhe existiert an den sog. Schwingungsbäuchen, die an den Stellen $x = 0$ (Wand), $x = L/2$, L etc. liegen. Dazwischen befinden sich bei $x = L/4$, $x = 3L/4$ etc. die sog. Schwingungsknoten, an denen keine vertikalen Wasserspiegelauslenkungen bestehen.

Überlagerung ankommender und reflektierter Welle

Partikelgeschwindigkeiten sind außer Phase.

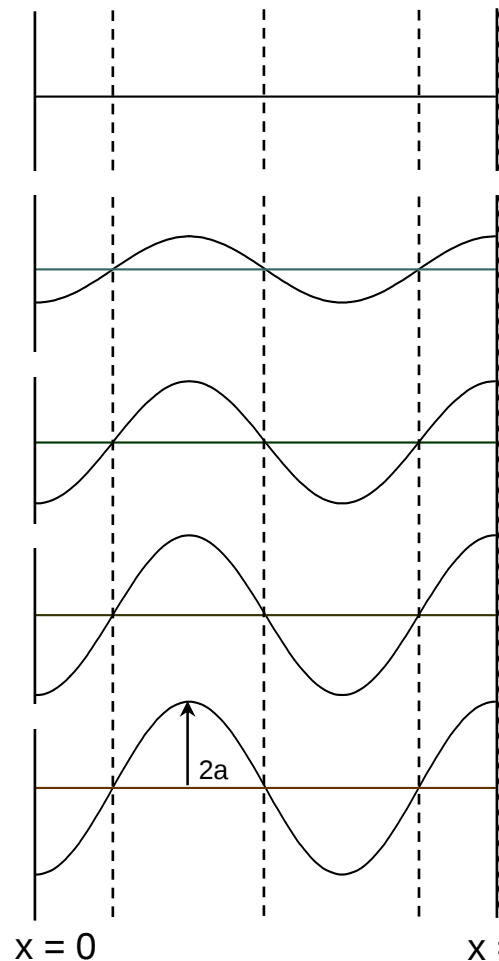
Ankommende Welle und Clapotis sind in Phase.



Resultierende CLAPOTIS



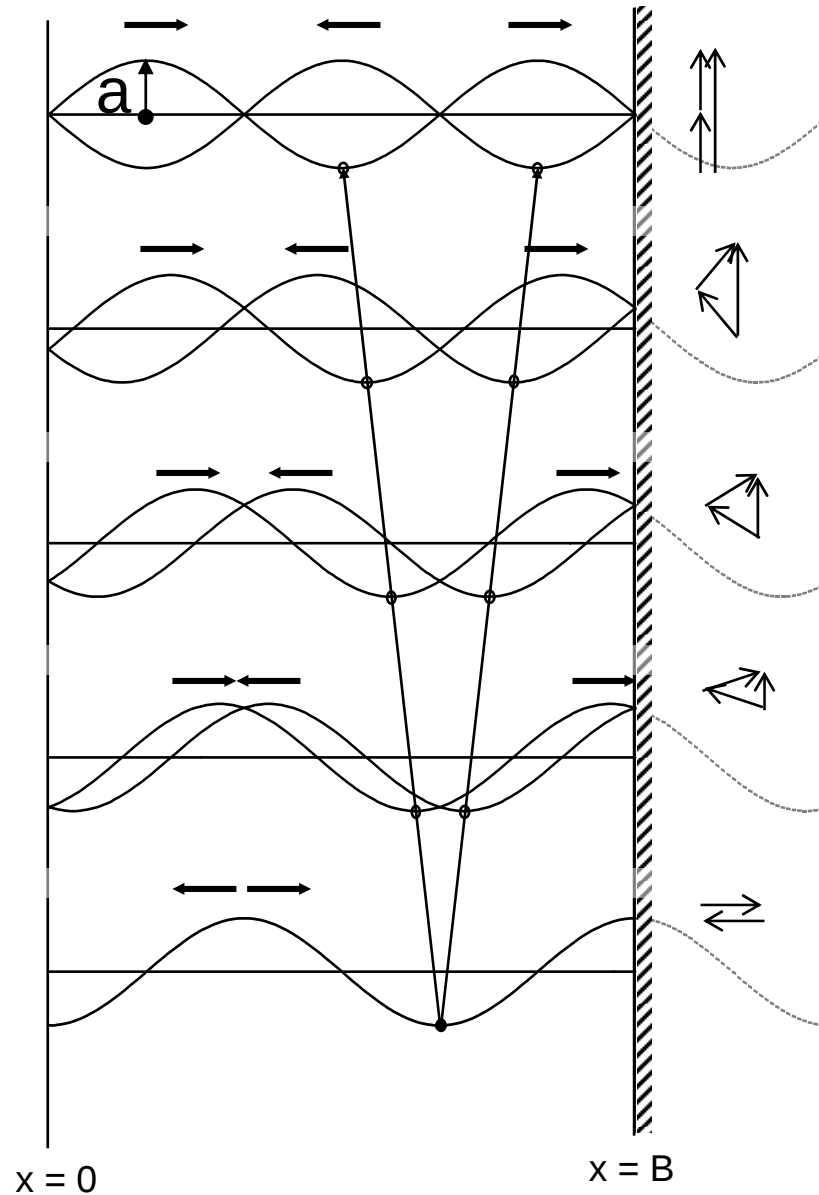
An der Wand ist keine horizontale Bewegung möglich.



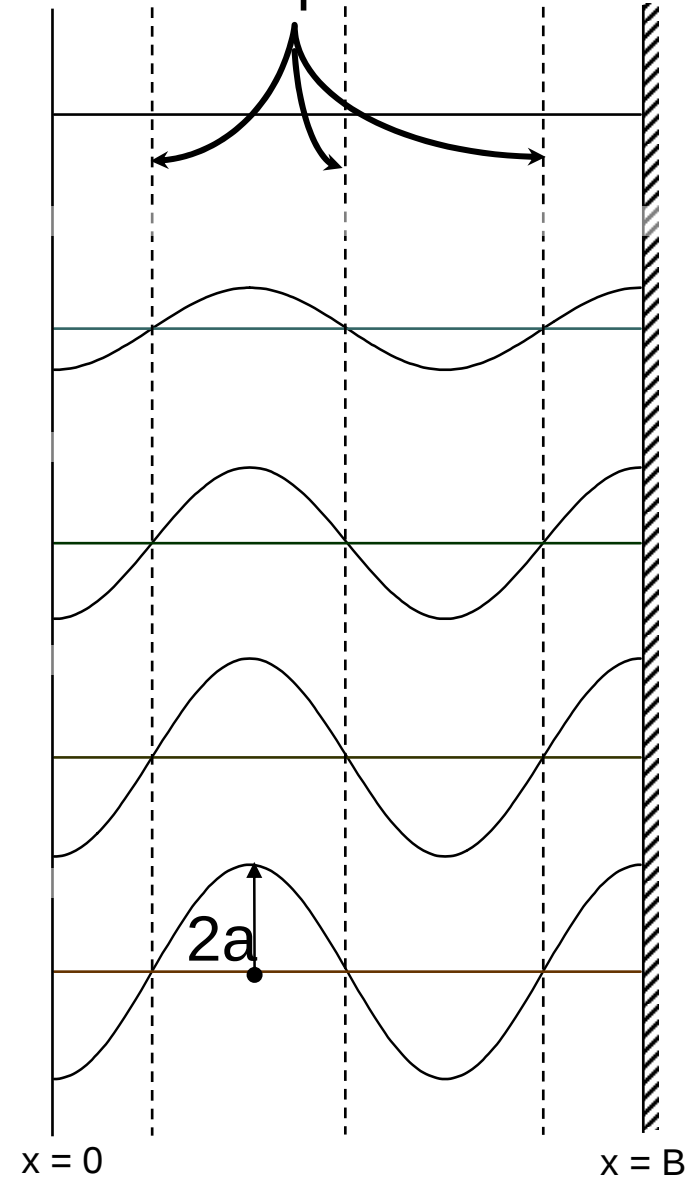
Bei $x = B$ ist stets eine horizontale Tangente, da die Neigungswinkel gleiche Beträge haben.



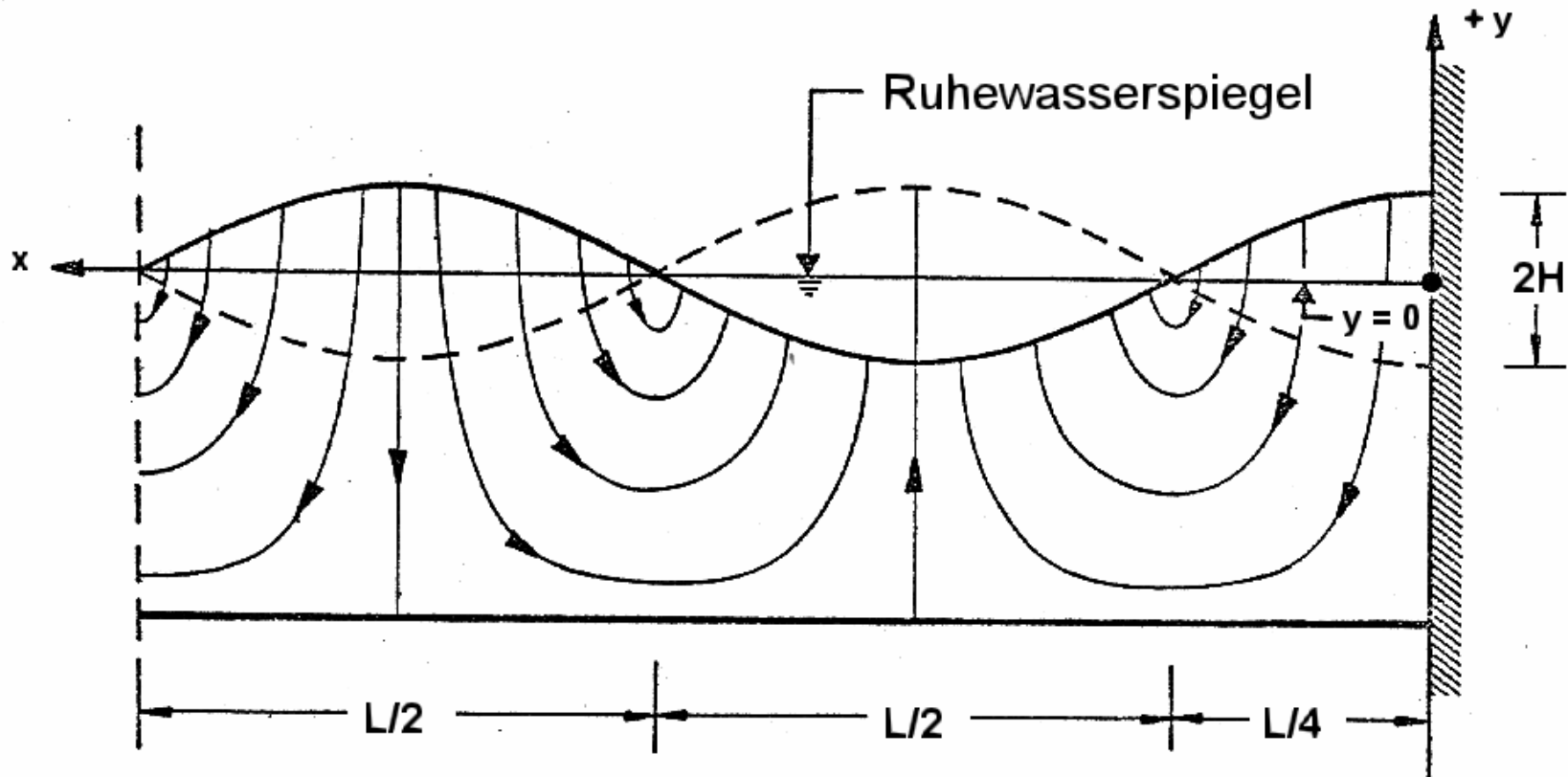
Entwicklung einer Clapotis in der Zeit $T/4$



Schwingungsknoten der Clapotis



Stromlinienbild einer Clapotis:



Das Stromlinienbild der stehenden Welle ist in der Art gegenüber demjenigen einer fortschreitenden Welle verschoben, dass die Trennlinien zwischen den Strömungszellen bei $x = 0$, $x = L/2$, $x = L$ etc. (bei den Schwingungsbäuchen) liegen. Die größten Geschwindigkeiten treten unter den Knoten auf.



Die horizontalen (u) und die vertikalen Komponenten (v) der Strömungsgeschwindigkeiten ergeben sich aus der linearen Wellentheorie wie folgt:

$$u = \frac{2 \cdot H \cdot \pi}{T} \cdot \frac{\cosh\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot (y + d)\right)}{\sinh\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot d\right)} \cdot \sin\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot x\right)$$

Die Horizontalkomponente u ist für $x = 0$ auf der ganzen Höhe $u = 0$ (Randbedingung der Wand).

$$v = \frac{2 \cdot H \cdot \pi}{T} \cdot \frac{\sinh\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot (y + d)\right)}{\sinh\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot d\right)} \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot x\right)$$

Die Strömungsgeschwindigkeiten betragen das Doppelte der fortschreitenden Welle mit der Höhe H. Erosionsgefahr besteht an der Sohle bei $x = L/4$ (-> Gefahr der Unterspülung der Mauer).



Druckverteilung:

Die lineare Theorie liefert folgende Druckabweichungen Δp von der linearen hydrostatischen Druckverteilung unter dem Ruhewasserspiegel:

Wellenphase Wellenberg:

$$\Delta p = \gamma \cdot H \cdot \left(1 + \frac{\cosh\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot (y + d)\right)}{\cosh\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot d\right)} - \frac{\cosh\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot (d + H)\right)}{\cosh\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot d\right)} \right)$$

für den Ruhewasserspiegel ($y = \pm 0$):

$$\Delta p = \gamma \cdot H \cdot \left(2 - \frac{\cosh\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot (d + H)\right)}{\cosh\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot d\right)} \right) < \gamma \cdot H$$



an der Sohle ($y = -d$):

$$\Delta p = \gamma \cdot H \cdot \left(1 + \frac{1}{\cosh\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot d\right)} - \frac{\cosh\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot (d + H)\right)}{\cosh\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot d\right)} \right)$$

Ist die Wellenhöhe im Vergleich zur Wassertiefe gering werden als *Gebrauchsformeln* verwendet am Ruhewasserspiegel:

$$\Delta p = \gamma \cdot H$$

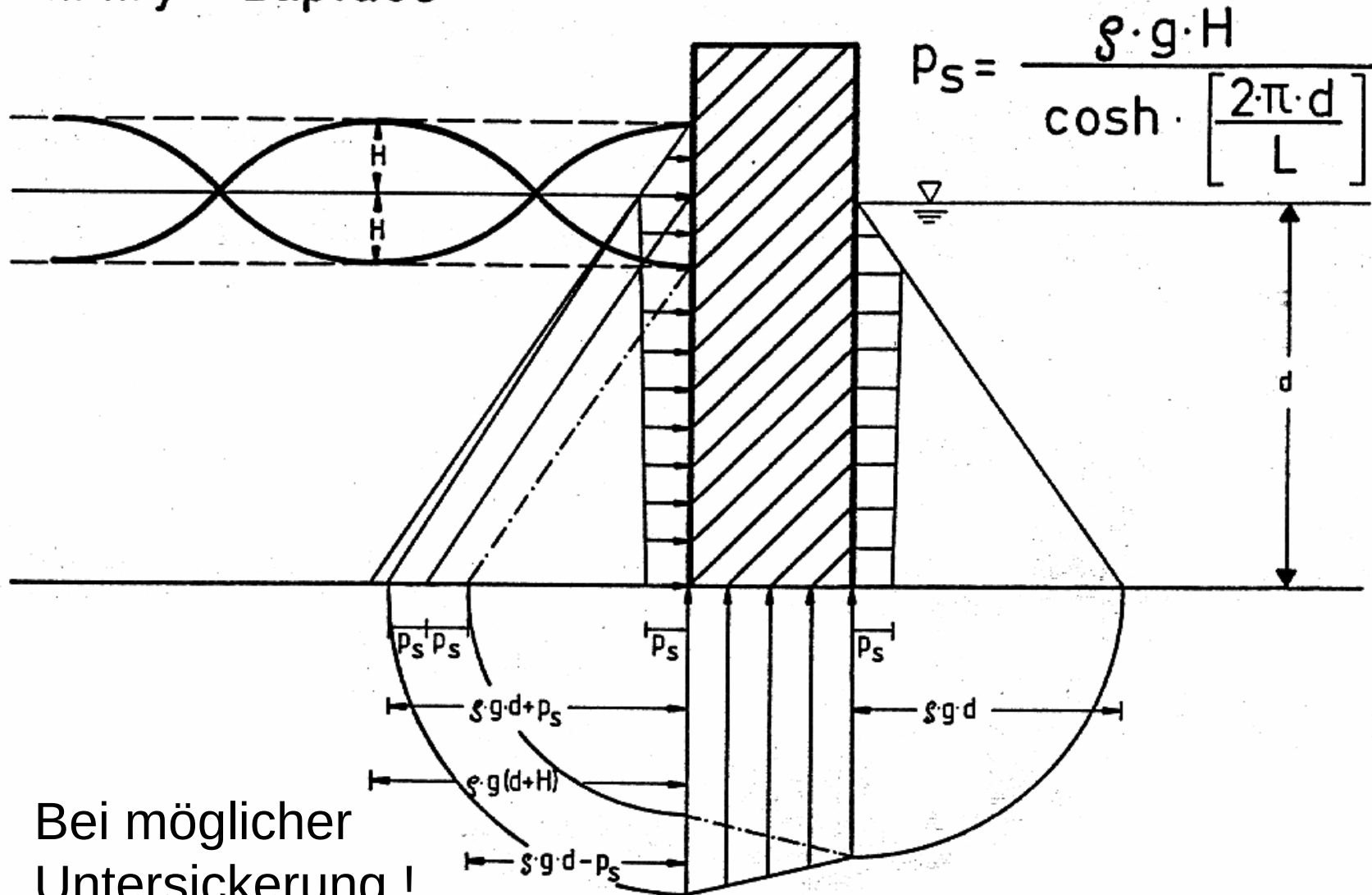
und an der Sohle:

$$\Delta p = \gamma \cdot H \cdot \left(\frac{1}{\cosh\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot d\right)} \right) = p_s$$

Dazwischen wird häufig vereinfachend ein *linearer* Druckspannungsverlauf angenommen. Das gilt auch unter dem Bauwerk, wenn keine besonderen Gründungsverfahren verwendet werden.

Belastungsbilder von Molenbauwerken

1. Airy - Laplace



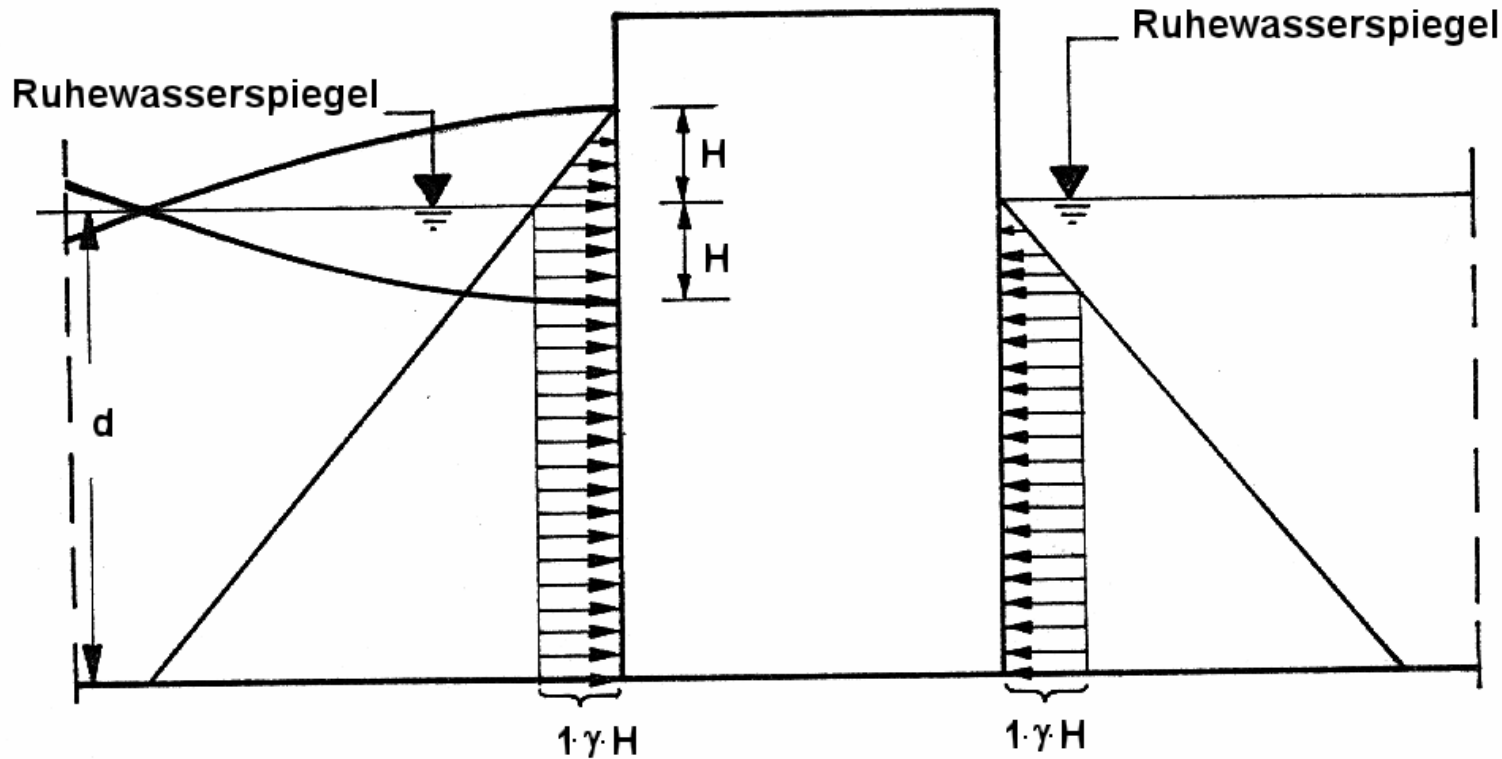
Bei möglicher
Untersickerung !



Da vertikale Wände aber meist in begrenzter Wassertiefe und unter Bedingungen, wo die Wellenhöhen in der Größenordnung der Wassertiefe liegen, errichtet werden, liefert die lineare Wellentheorie oft *nicht* genügend genaue Lösungen. Deshalb wurden hierfür Lösungsverfahren auf der Grundlage höherer Wellentheorien entwickelt. (Sainflou, Miche-Rundgren), vergl. weiter unten.

Ein *einfaches* Verfahren stellt das hydrostatische Näherungsverfahren nach ANTONELLI dar, das jedoch nicht in jedem Falle auf der sicheren Seite liegt, vergl. Beispiel weiter unten.

Für den Fall, dass das Bauwerk auf einer wasserdichten Sohle steht und die Fugen zwischen dem Bauwerk und der Sohle als dicht angenommen werden können, werden geschlossene Lösungen für die *horizontale* Gesamtkraft (Gleitsicherheit) und das Kippmoment (Kippsicherheit) nach Antonelli wie folgt erhalten:



Wellenberg:

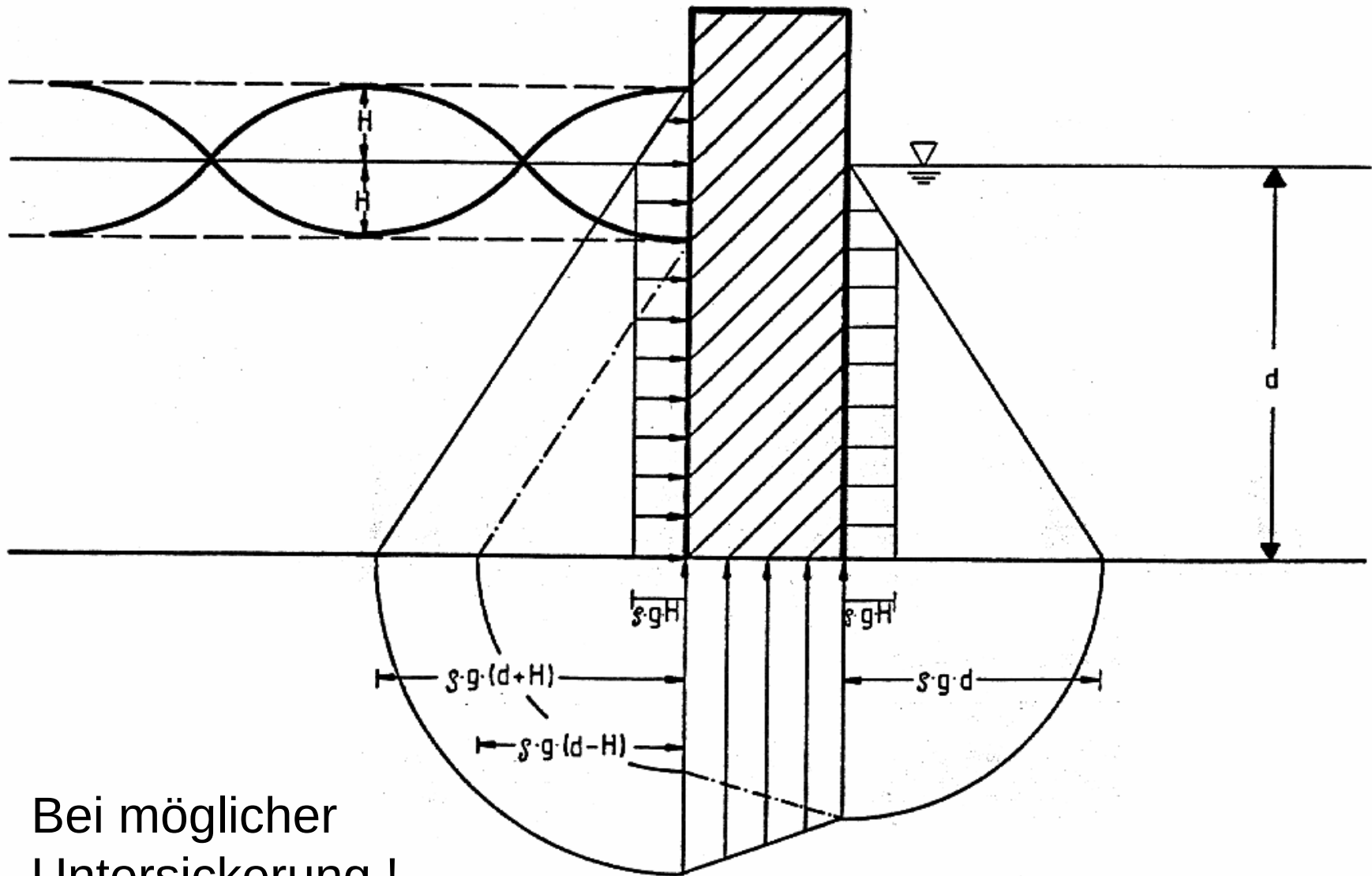
$$F_H = 1 \cdot \gamma \cdot \left(d \cdot H + \frac{H^2}{2} \right)$$

$$M_K = 1 \cdot \gamma \cdot \left(\frac{d^2 \cdot H}{2} + \left(d + \frac{H}{3} \right) \cdot \frac{H^2}{2} \right)$$

Wellental:

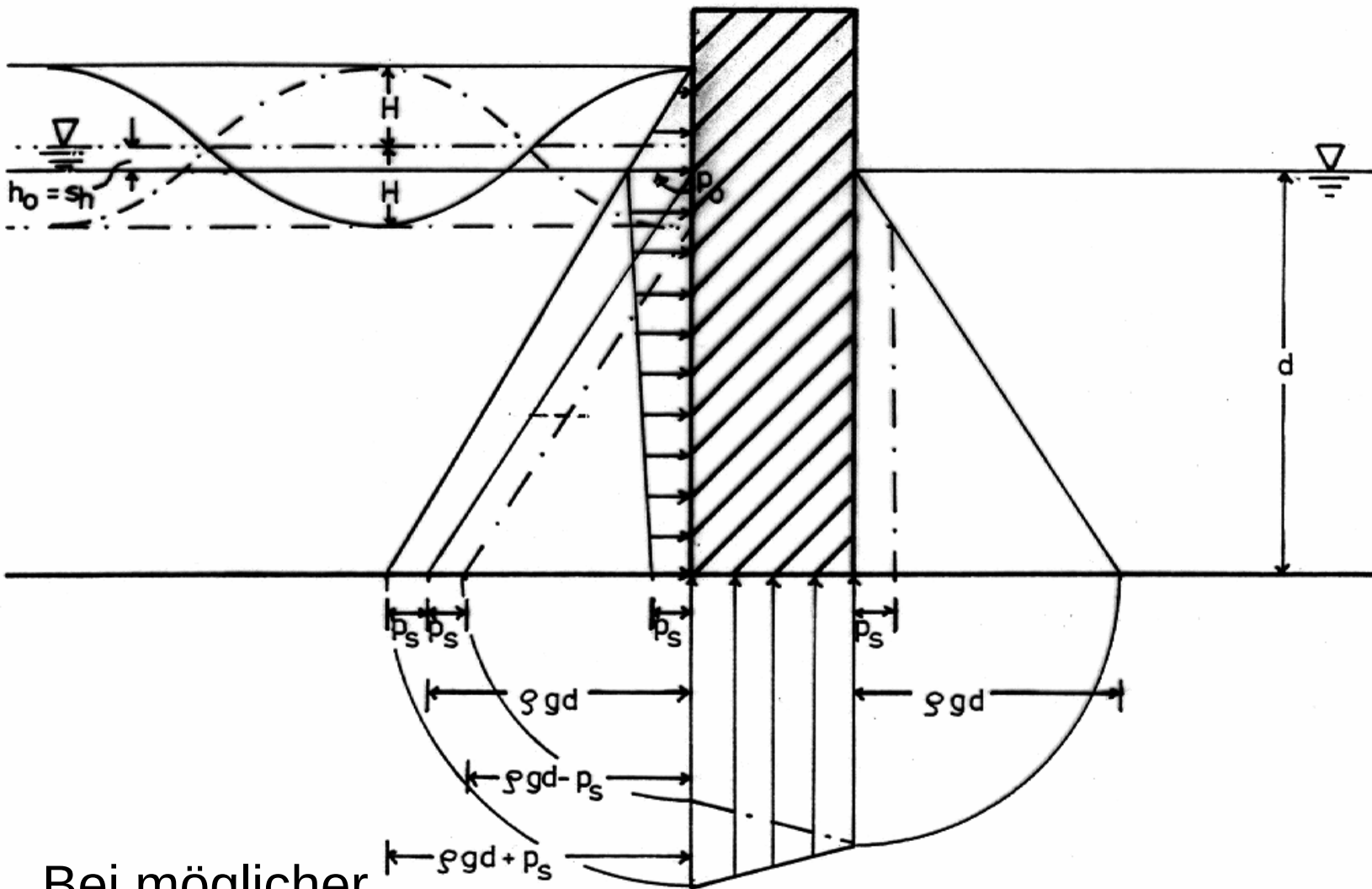
$$F_H = 1 \cdot \gamma \cdot \left(d \cdot H - \frac{H^2}{2} \right)$$

$$M_K = 1 \cdot \gamma \cdot \left(\frac{d^2 \cdot H}{2} - \left(d - \frac{H}{3} \right) \cdot \frac{H^2}{2} \right)$$



Bei möglicher
Untersickerung !

3. Sainflou



Bei möglicher
Untersickerung !



Das Verfahren von Sainflou basiert auf der Trochoidaltheorie und berücksichtigt die betreffende Wellenasymmetrie.

Die Schwingungsknoten beziehen sich auf einen um h_o gegenüber dem Ruhewasserspiegel angehobenen Horizont.

Die resultierende Druckspannungsverteilung ist gekennzeichnet durch die Ordinaten:

$$h_o = \pi \cdot \frac{H_a^2}{L} \cdot \frac{1}{\tanh\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot d\right)}$$

$$p_s = \frac{\gamma \cdot H_a}{\cosh\left(\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot d\right)}$$

$$p_o = \gamma \cdot \frac{(H_a + h_o) \cdot \left(d + \frac{p_s}{\gamma}\right)}{H_a + h_o + d} \neq \gamma \cdot H_a$$

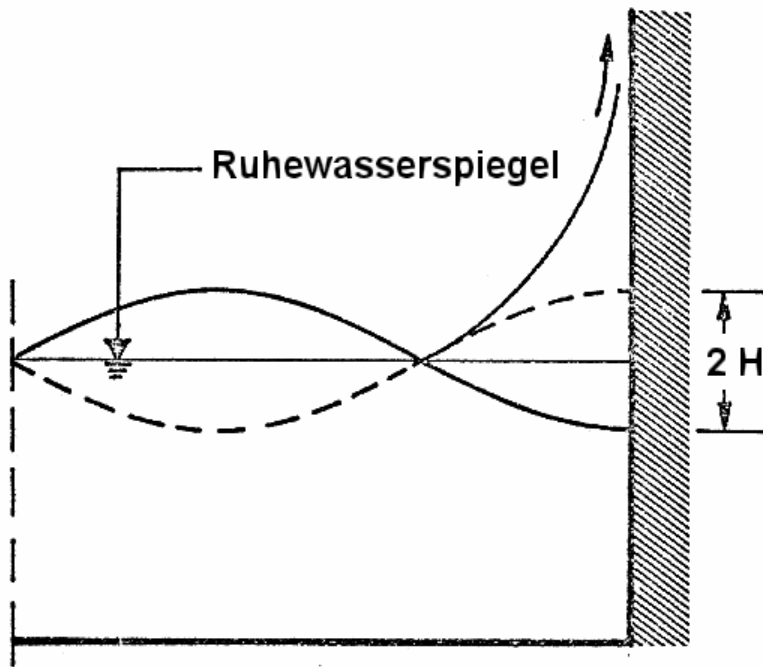
Das vereinfachte Sainflou-Verfahren berücksichtigt eine linearen Druckspannungsverteilung zwischenden p_s und p_o .

Die exakten Lösungen unter Berücksichtigung der nichtlinearen Druckspannungsverteilung wurden von MICHE-RUNDGREN tabelliert, vergl. CERC 1984.

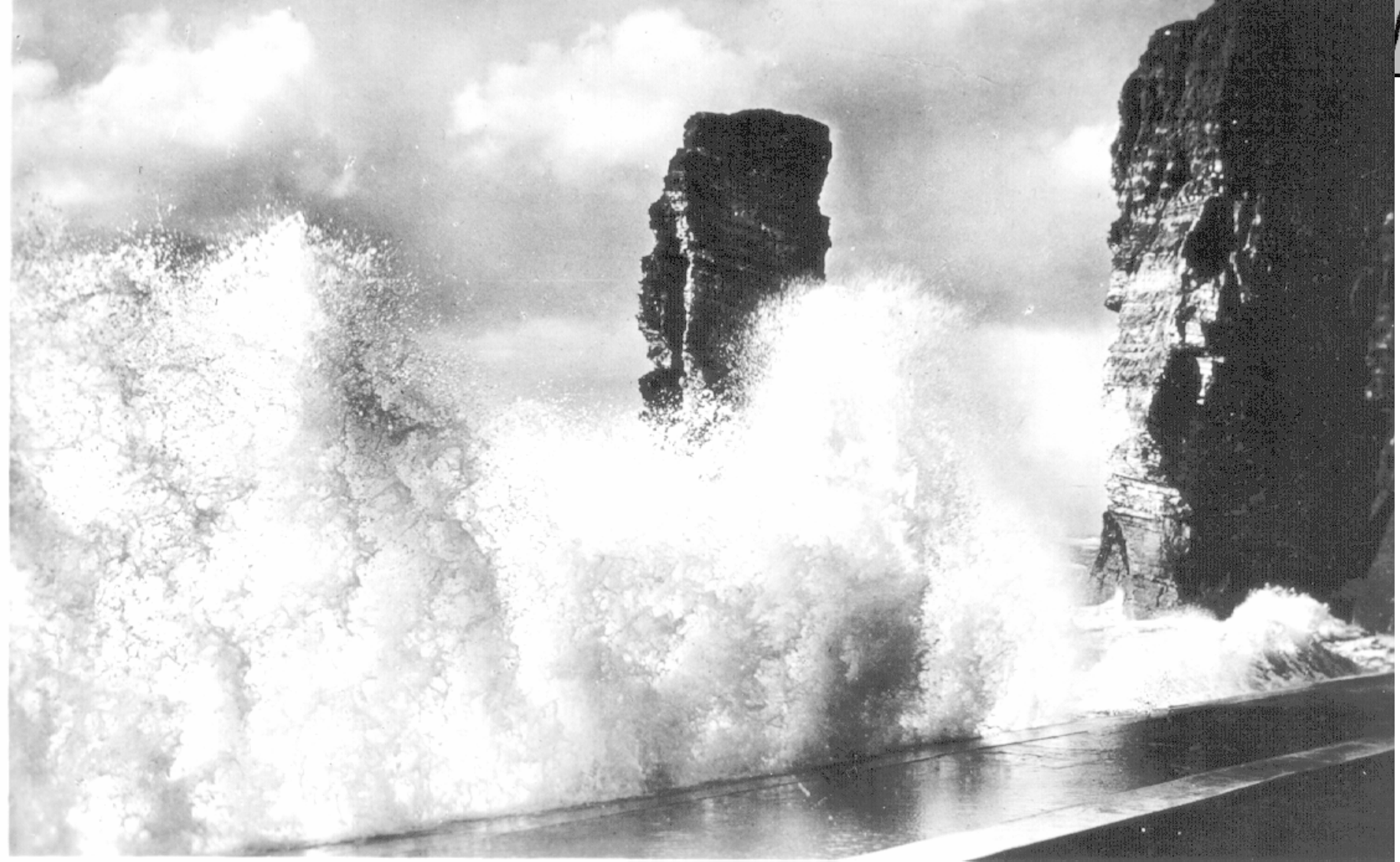
Instabile Clapotis:

Penny and Price (1952) haben für *stabile stehende Wellen* theoretisch den *minimalen Kammwinkel* zu 90° ermittelt. (Bei fortschreitenden Wellen gilt nach Stokes 120° , vergl. Kapitel Wellenbrechen.)

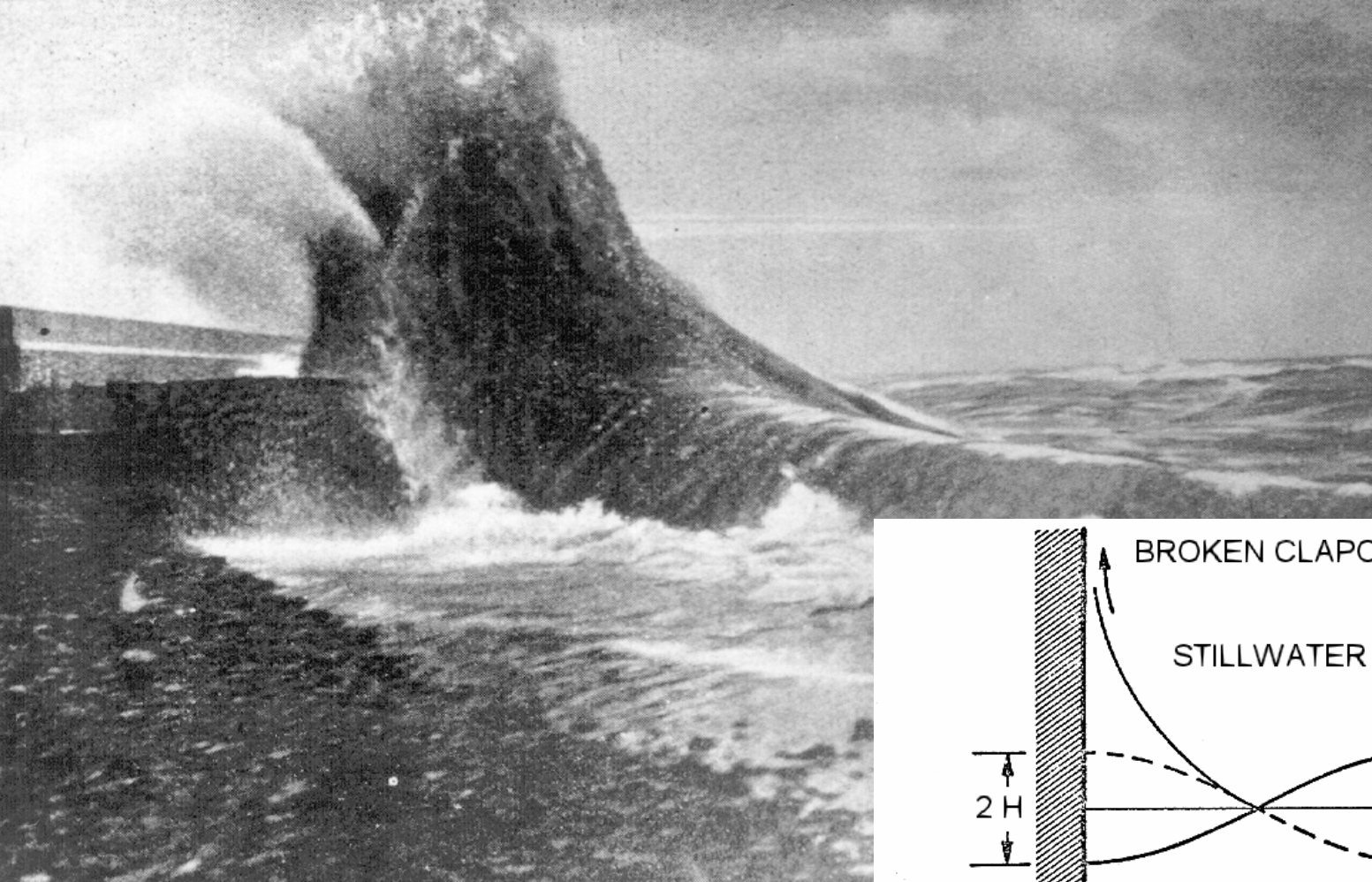
Bei brechender Clapotis (aufgerissener Clapotis) wird zugleich die Grenzsteilheit überschritten und es liegt ein aufgerissener Wellenberg vor.



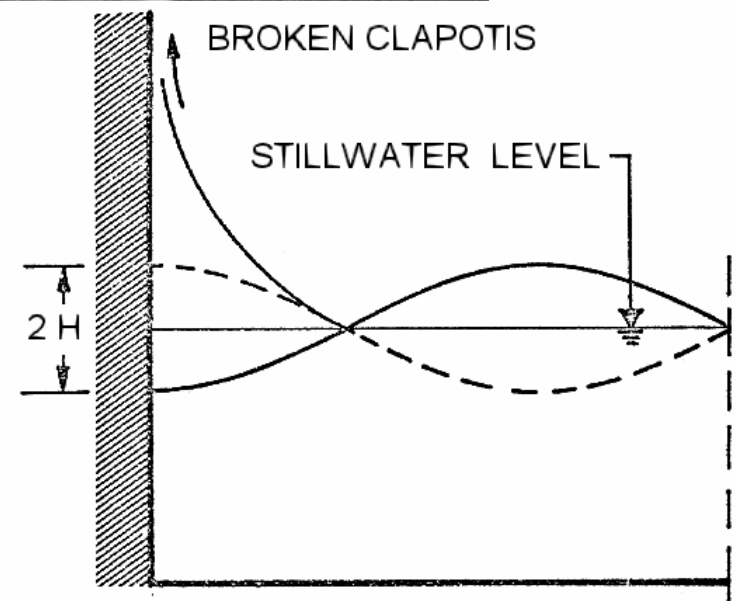
Es treten unter der Randbedingung des gleichzeitig vorhandenen nahen Bodens äußerst komplexe hydrodynamische Verhältnisse auf, bei denen auch das Phänomen des Druckschlages auftreten kann.



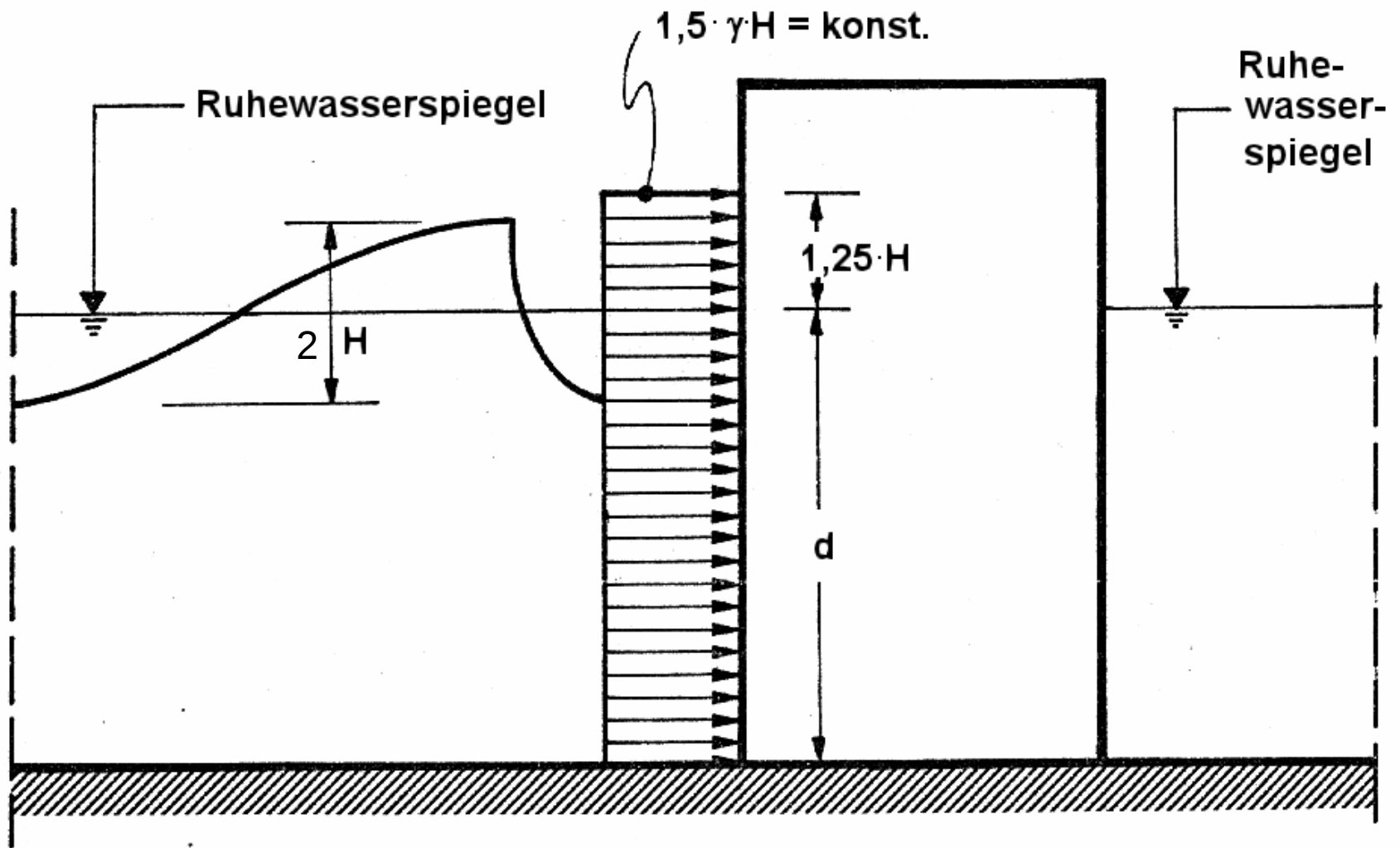
Gebrochene (aufgerissene) Clapotis an der Westmole von Helgoland / Nordsee.



Gebrochene (aufgerissene)
Clapotis an der Westmole von
Helgoland / Nordsee.



Kinematik einer aufgerissenen
Clapotis



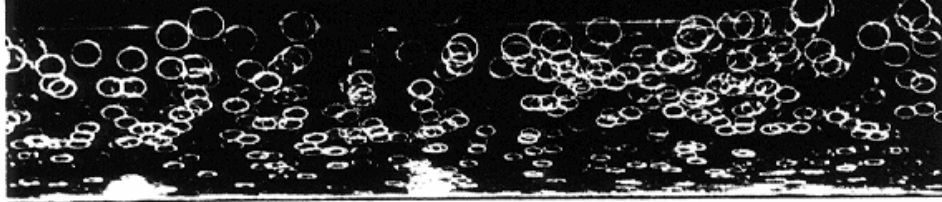
Eine einfache Näherung für die Druckspannungsverteilung bei brechender Clapotis stellt der Ansatz von HIROI dar (s.o.).

Partielle Reflexion:

Bei geneigten Wänden (Böschungen) mit $\tan \alpha = 1:n$ (senkrechte Wand: $n = 0$) nimmt die Reflexion ab. Die Höhe der zurückgeworfenen Welle H_r , die bei der senkrechten Wand gleich der Höhe der ankommenden Welle $H_a = H$ ist, wird kleiner. Auf der Böschung wird ein Teil der Wellenenergie durch Brechen der Welle in Turbulenz umgesetzt. Der Reflexionskoeffizient $C_r = H_r / H_a$ ist von der Neigung $1:n$, der Wellenperiode T , der Wassertiefe d und der Rauheit der Böschung abhängig.

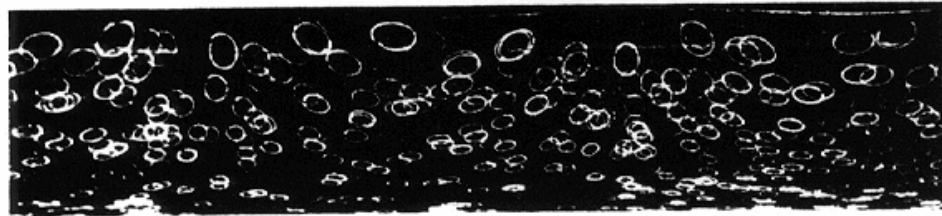
Partiell stehende Wellen entstehen auch, wenn Wellen auf teilweise durchlässige Bauwerke treffen.

Die nachfolgenden Bilder zeigen die Veränderungen der Orbitalbewegungen mit zunehmendem Reflexionskoeffizienten C_r .

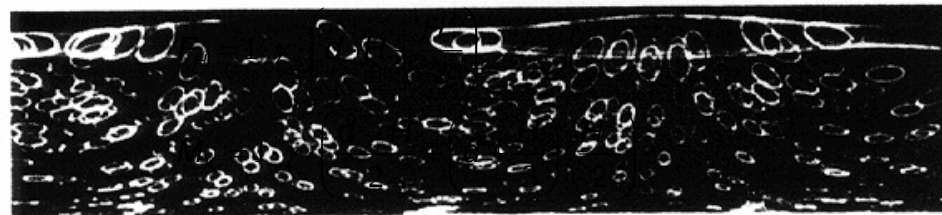


$$H_r / H_a = 0,00$$

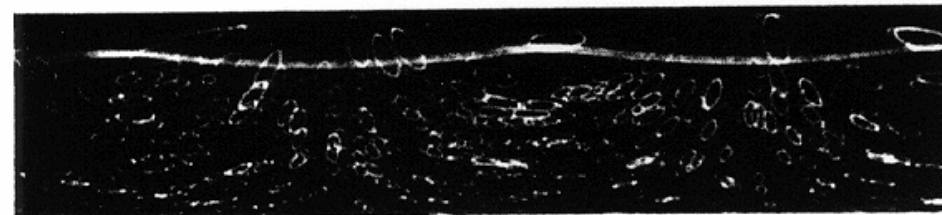
Perfekt fort-
schreitende
Welle (Dünung)



$$H_r / H_a = 0,24$$

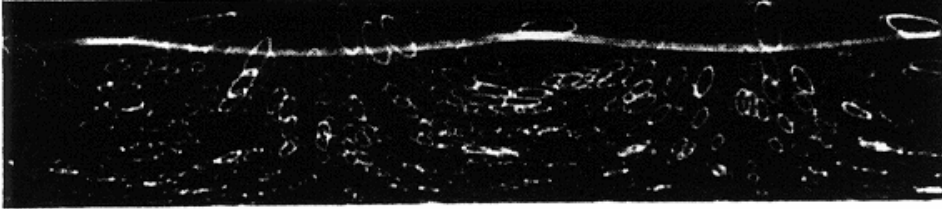


$$H_r / H_a = 0,38$$

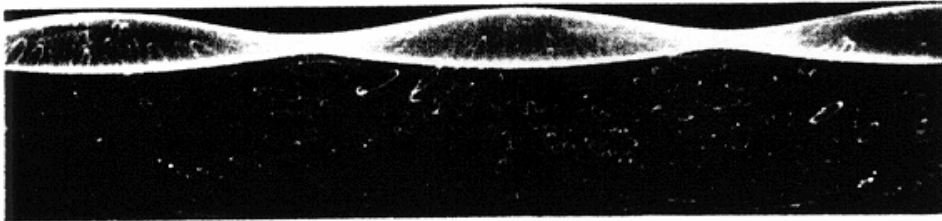


$$H_r / H_a = 0,53$$

Bilder: nach Wallet and Ruellan, Houille Blanche,
Nr. 4, 1950, Grenoble.

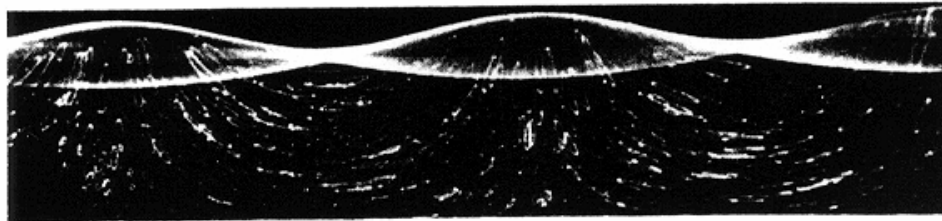


$$H_r / H_a = 0,53$$

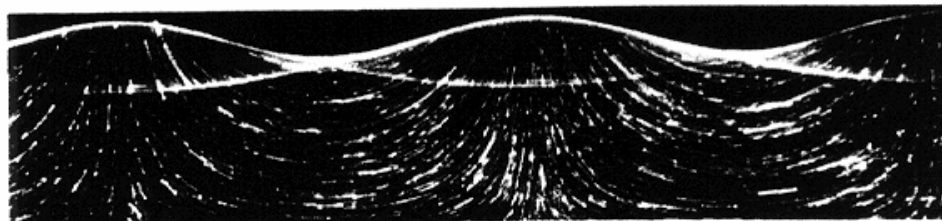


$$H_r / H_a = 0.71$$

Bilder: nach Wallet and Ruellan, Houille Blanche,
Nr. 4, 1950, Grenoble.



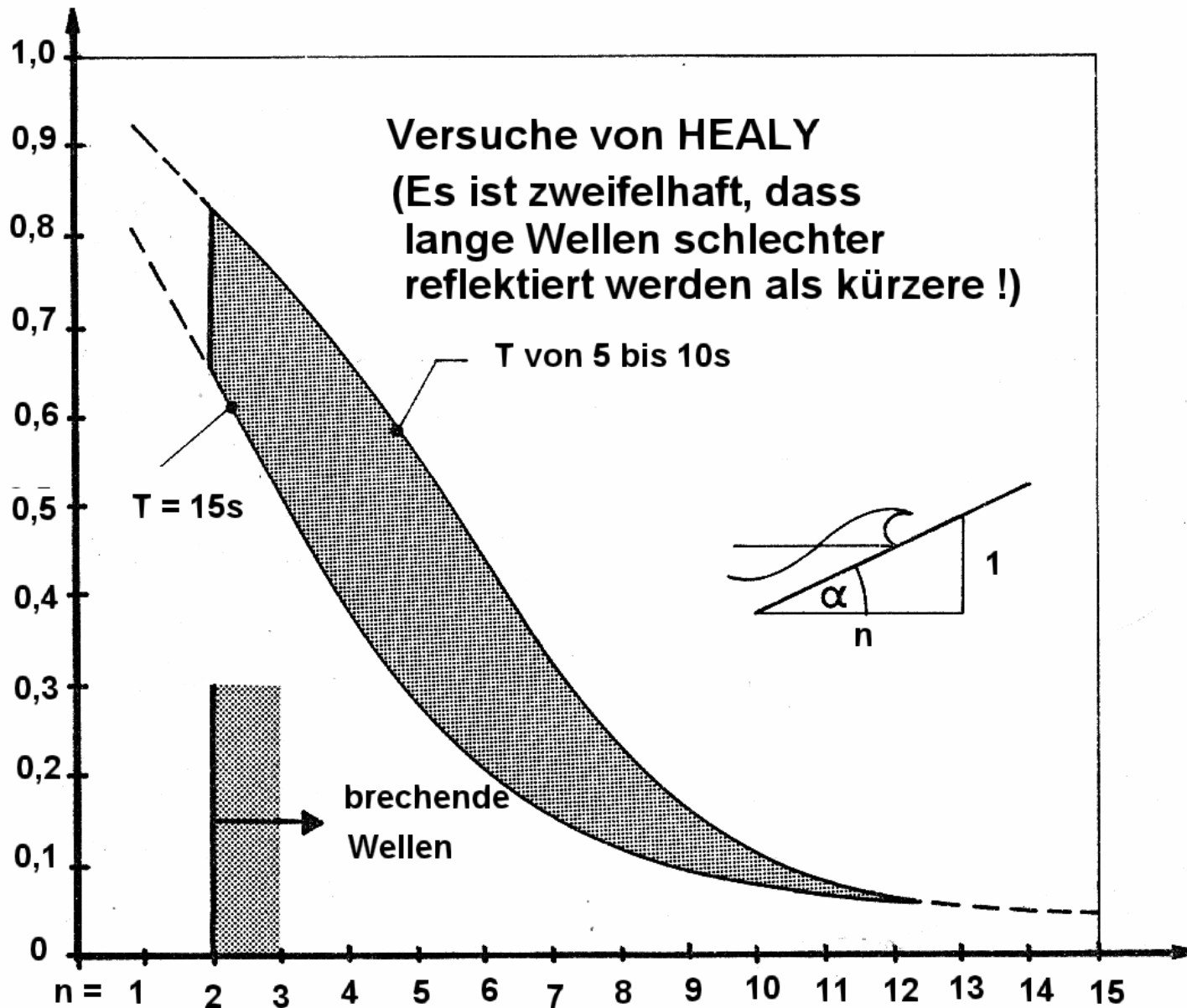
$$H_r / H_a = 0,85$$

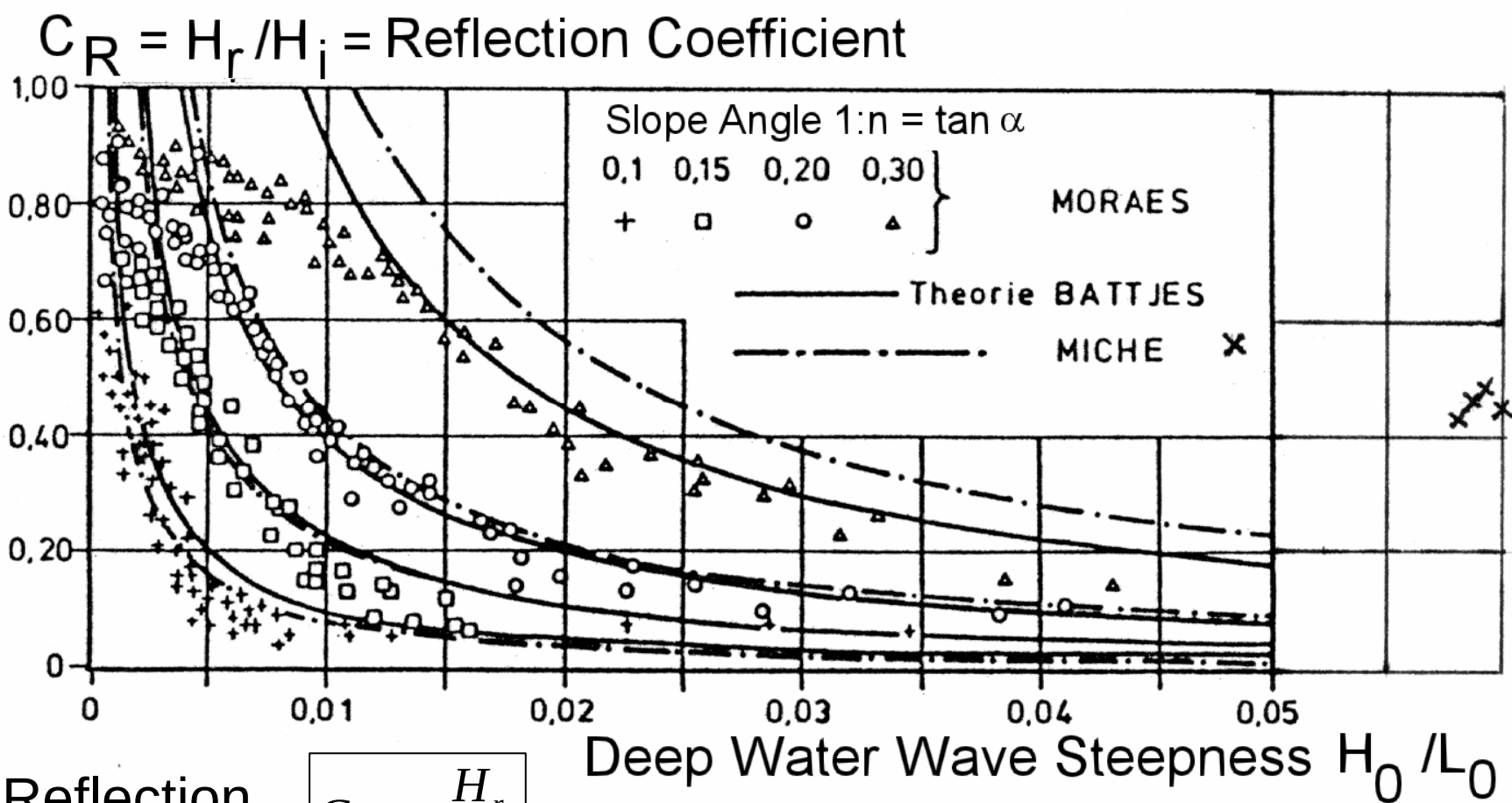


$$H_r / H_a = 1,00$$

Vollständig ste-
hende Welle
= Clapotis

$$K_r = H_r / H_a = H_r / H_i$$



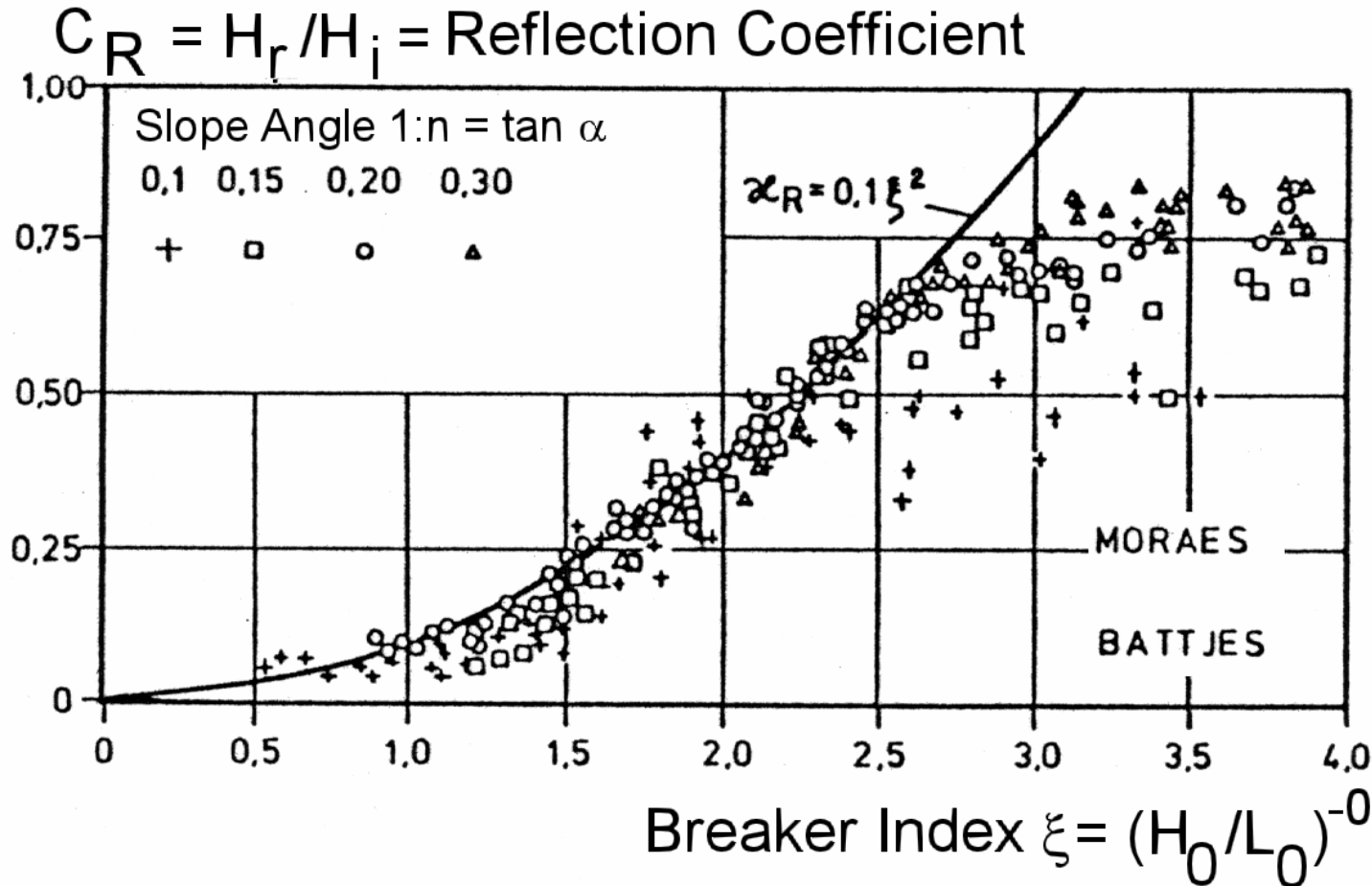


Reflection
Coefficient

$$C_R = \frac{H_r}{H_i}$$

Deep Water Wave Steepness H_0 / L_0

Es gibt viele Versuchsergebnisse für relativ flache Böschungen. Aber selbst bei solchen Neigungen ($1:10 \leq 1:n \leq 1:3$) werden *lange* Wellen stark reflektiert.



Alle Ergebnisse für Reflexionskoeffizienten gehorchen bei flachen Böschungen etwa einem gemeinsamen Trend, wenn sie über dem sogenannten Brecherindex aufgetragen werden, der aus Tiefwasserwellensteilheit und Böschungsneigung gebildet wird.