土木学会論文報告集
第182号・1970年10月

波の遡上，越波および反射の関連性について*

ON RELATIONS AMONG WAVE RUN-UP, OVERTOPPING AND REFLECTION

高　田　　彰**
By　Akira　Takada

1. 緒　　言

壁体に入射波が衝突すると，波動エネルギーは擾乱および摩擦によって一部のエネルギーを失いながら，壁面を遡い上がってポテンシャル エネルギーに変換され，天端の低い場合は越波を生ずる。

波の反射は，壁面に衝突した入射波の残留エネルギーが，沖へ伝達される現象であるが，エネルギー損失および越波の多いほど，反射波高は小さくなる。

このように，波の遡上，越波および反射は，波動エネルギーを媒体として，相互に関連性を持っていると考えられるが壁体ののり勾配，波形勾配，水深および海底勾配などによってそれらの現象は著しく異なり，複雑な変化をしている[1)~4)]。

本研究は，堤脚水深が砕波水深より大きい場合について，壁体ののり勾配と遡上波形，遡上高，越波水量および反射率との関係を実験的に解明し，さらにそれらの関連性を調べて，相互の現象の位置づけを明らかにしたものである。

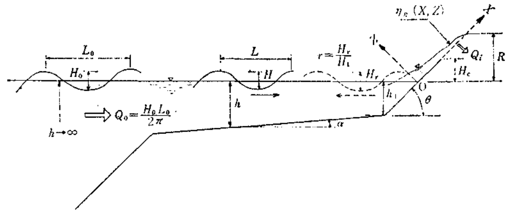
2. 波の遡上，越波および反射について

(1) 波の遡上（波の打ち上げ）

ここでは，壁面を最高に昇りきった瞬間の遡上高とそのときの遡上波形を対象とする。

遡上高は，図—1 に示すように，静水面からの高さ R で示し，深水波の波高 H_0 に対する相対遡上高 R/H_0 で表わす。

遡上波形は，静水面と壁面の交点を原点にとり，壁面を X 軸，それに垂直な線上を Z 軸として $\eta_R(X, Z)/H_0$ で表わす。



図—1　波の遡上，越波および反射

(2) 越　　波

波の実質部分が連続流として，あるいは，跳波状の水塊および飛沫が飛翔体として堤内へ飛び込む現象を，越波という。

越波の程度を表わすには，1) 水量による方法，2) エネルギー量による方法，3) 運動量による方法，などがあるが，2)，3) は越波の水量を基礎として導かれるので，結局は 1) で代表できる。

図—1 に示すように，一般に，一周期の単位幅当りの越波水量 Q_i は，深水波の一周期の岸側への移動水量 Q_0 の比で表わし，微小振幅波理論を用いれば，次式で示される[5)]。

$$\frac{Q_i}{Q_0}=\frac{2\pi Q_i}{H_0L_0} \quad \cdots\cdots(1)$$

(3) 波 の 反 射

反射の程度，あるいは，そのときの波動のエネルギー損失の程度を表わす一つの方法として，反射率が用いられる。

壁面に衝突した入射波の反射率 r は，図—1 に示すように入射波高を H_1, 反射波高を H_r とすれば，$r=H_r/H_1$ と定義される。

r の算定方法として，微小振幅波の取扱いができるときは Healy の方法が広く用いられており，次式で求め

* 土木学会第24回年次学術講演会（昭和44年9月）において一部発表
** 正会員　工修　中部工業大学助教授　工学部土木工学教室

られる[3)]。

$$r=\frac{H_r}{H_1}=\frac{(H_{\max}-H_{\min})/2}{(H_{\max}+H_{\min})/2} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(2)$$

$H_{\max}$：合成波の最大波高

$H_{\min}$：合成波の最小波高（$H_{\max}$を生ずる地点より，$L_1/4$ 離れた地点に生ずる）

（4） 遡上高，越波水量および反射率の次元解析

図―1 に示すように，一様な海底勾配 $\tan\alpha$ の上に，一様なのり勾配 $\tan\theta$ の不透過斜面堤を設置した二次元の場合について考える。

遡上高 R，越波水量 Q_i および反射率 r に関係するおもな要素は無次元量で，次式のように示される。

$$R/H_0=\phi_1(\tan\alpha, \tan\theta, H_0/L_0, h_1/H_0, k_s/H_0) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(3)$$

$$2\pi Q_i/(H_0L_0)=\phi_2(\tan\alpha, \tan\theta, H_c/H_0, H_0/L_0, k_s/H_0) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(4)$$

$$r=\phi_3(\tan\alpha, \tan\theta, H_c/H_0, H_0/L_0, h_1/H_0, k_s/H_0) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(5)$$

k_s：壁面の砂粒相当粗度高

h_1：堤脚水深

3. 実験装置と実験方法

（1） 実 験 装 置

実験に用いた装置は，幅 0.3 m，高さ 0.52 m，長さ 21.4 m の可傾式造波水路である。この水路は両面ガラス張りで，水路全体がジャッキの上に設置され，モーターに接続されているので，水路勾配を水平から 1/50 まで変えることができる。

波は，水路に接続した幅 0.3 m，高さ 0.8 m，長さ 1.5 m の水槽において，底面をヒンジにしたフラップ式造波板を偏心板に接続して，往復運動させて起した。この装置により，周期 $T=0.5\sim1.75$ sec，最大波高 $H_{\max}=10$ cm（水深 $h=35$ cm）の波を発生させることができる。

（2） 実 験 方 法

一様水深から直接斜面の始まる場合を対象にして，式（3），（4）および（5）において，$\tan\alpha$, H_c/H_0, H_0/L_0, h_1/H_0, および k_s/H_0 を一定にし，$\tan\theta$ と R/H_0, $2\pi Q_i/(H_0L_0)$ および r の関係を調べる。

実験は，図―2 に示すように，$\tan\alpha=0$，したがって一様水深 h は堤脚水深 h_1 にひとしく 21 cm とし，また $H_c=9.0$ cm とする。

のり勾配は，$\tan\theta=\infty\sim1/5$ とし，のり面はラワン材で作り，勾配を変化できるように，堤脚部に蝶番を取り付けた。

実験波は，$T=1.0$, 1.2 および 1.6 sec の 3 種類とし，H_0 は，それぞれ，7.9, 7.2 および 7.6 cm である。

入射波高 H_1 は，のり先より 10 m と 12 m の沖側 2 点において，電気抵抗線式波高計のピックアップを水位計増幅器に接続し，電磁オッシログラフによって測定した。そして，微小振幅波理論から沖波波高 H_0 を換算した。また，沖波波長 L_0 は周期 T を測定し，$L_0=1.56\,T^2$（m-sec 単位）の関係から求めた。

したがって，実験波の条件は，$H_0/L_0=0.019\sim0.051$，$h_1/H_0=2.66\sim2.92$，$h_1/L_0=0.053\sim0.135$ となる。

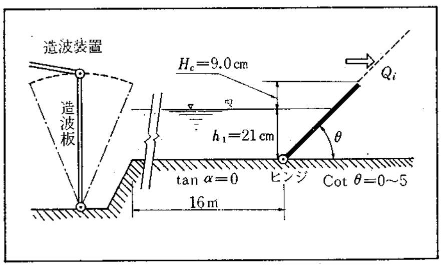
3 種類の実験波（$H_0/L_0=0.019$, 0.032 および 0.051）の諸元は，表―1 に示される。

波の遡上高の実験は，天端高を十分高くし，越波させないようにして，第 4 波～第 8 波の波の平均値を採用した。

遡上高 R の測定は，波が斜面上を最高に遡い上がった瞬間を目測によって捕え，各波ごとにマークして測定し，それらの点を静水面上の鉛直高さに換算して求めた。

遡上波形 $\eta_R(X, Z)/H_0$ は，第 6 波を対象にして，写真測定（シャッター速度 1/250 sec）より求めた。

また，越波の実験において，水量の多いときは第 4 波



図―2 実 験 条 件

表―1 実 験 条 件

Run No.		I	II	III
堤脚水深（一様水深）	$h=h_1$ (cm)	21	21	21
周 期	T (sec)	1.0	1.2	1.6
h_1 での値	H_1 (cm)	7.2	6.7	7.7
	L_1 (cm)	122.8	154.5	216.1
深 水 波	H_0 (cm)	7.9	7.2	7.6
	L_0 (cm)	156.0	224.7	399.4
波 形 勾 配	H_1/L_1	0.059	0.043	0.036
	H_0/L_0	0.051	0.032	0.019
比 水 深	h_1/L_1	0.171	0.136	0.097
	h_1/L_0	0.135	0.093	0.053
相 対 水 深	h_1/H_1	2.92	3.13	2.73
	h_1/H_0	2.66	2.92	2.76
天 端 高	H_c (cm)	9.0	9.0	9.0
相 対 天 端 高	H_c/H_1	1.25	1.34	1.17
	H_c/H_0	1.14	1.27	1.18

～第8波の5波について，少ないときは第4波～第13波の 10 波を集水して，その平均値を一波あたりの越波水量 Q_i とした。

反射率 r の実験は，これまでに数多くのすぐれた研究成果が発表されているので，それらを採用することにして，省略した。

したがって，反射率 r の値は，著者の実験条件に近似している室田博士の実験値[6]と Miche の理論式[7]とを適用することにした。

4. 実験結果とその考察

(1) 遡上高，越波水量および反射率とのり勾配の関係

a) 遡上高とのり勾配の関係

遡上高におよぼすのり勾配の影響については，理論的，実験的に多数の研究が発表されている。

比較的，短周期の波の遡上に関するおもな研究として，Miche[8]，Saville[1]，Hunt[2]，Savage[9]，Wassing[10]，Granthem[11]，岩垣[12]，細井[13]，永井[14]，湯[15]，および著者[16]らの研究が，孤立波の遡上については，Hall-Watts[17]，Freeman-LeMéhauté[18]および岩垣[12]らの研究が，長波の遡上については首藤[19]らの研究があり，のり勾配との関係がかなり定量的に明らかにされている。

しかし，遡上現象は種々の要素が関係して，非常に複雑であるので，のり勾配の影響がこれまでの研究で十分解明されたとはいえないように思われる。

本研究で，相対遡上高 R/H_0 におよぼす $\cot\theta$ の影響を実験的に調べ，図―3 のような結果が得られたが，これと surging waves 領域の Miche の理論式および breaking waves 領域の Hunt の実験式とを比較して，これらの式の問題点を指摘するとともに，新しい実験式を提案しようとするものである。

堤脚水深が砕波水深より大きいときに，壁体に衝突する波は，壁面で砕波して遡上する breaking waves の場合と，砕波しないで振動状態で遡上する surging waves の場合とにわかれるが，Miche によれば，両者の境界を示す限界条件式は，次式で示される[7]。

$$\frac{H_0}{L_0}=\sqrt{\frac{2\theta}{\pi}}\frac{\sin^2\theta}{\pi} \quad \cdots\cdots(6)$$

ここで，壁面の任意の傾斜角 θ に対して，式（6）から求まる H_0/L_0 の値は surging waves を生ずる最大波形勾配 $_s\left(\frac{H_0}{L_0}\right)_{\max}$ を表わし，任意の H_0/L_0 に対して式（6）から求まる θ の値は，surging waves を生ずる最緩傾斜角度 θ_c を表わす。

surging waves 領域の遡上高については，Miche が線形理論より次式を導いている[8]。

$$\frac{R}{H_1}=\sqrt{\frac{\pi}{2\theta}} \quad \cdots\cdots(7)$$

一方，breaking waves 領域の遡上高については，Hunt が実験式として次式を導いている。

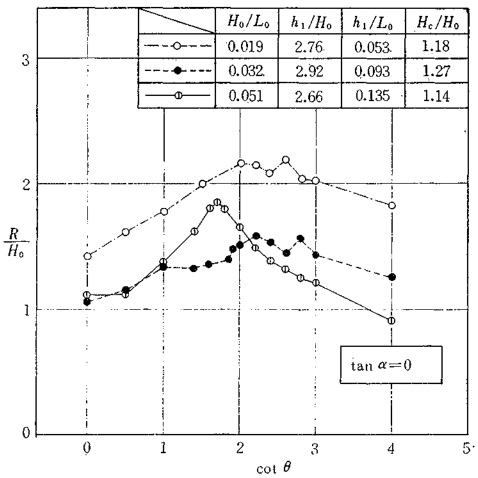
$$\frac{R}{H_1}=\frac{2.3\tan\theta}{(H_1/T^2)^{1/2}} \quad \cdots\cdots(8)$$

ただし，$H_1 \approx H_0$ の場合に式（8）を変形すれば，次式のようになる。

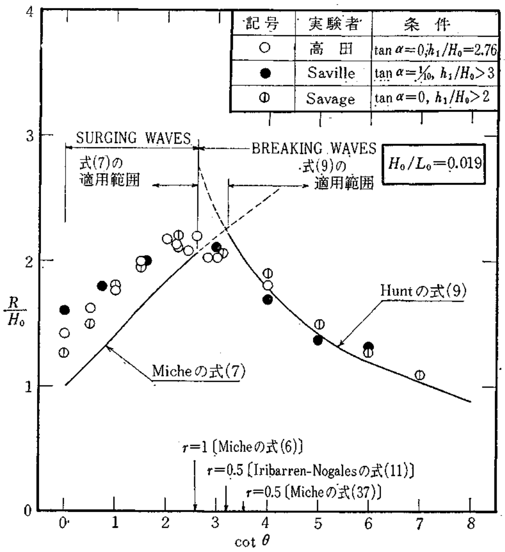
$$\frac{R}{H_0}=\frac{1.01}{\sqrt{H_0/L_0}\cdot\cot\theta} \quad \cdots\cdots(9)$$

また，Hunt は式（8）および（9）が $r<0.5$ の場合に適用されるとしており，Iribarren-Nogales の $r=0.5$ の条件式[20]をその適用限界とみなしている[2]。すなわち，適用範囲は次式で示される[2]。

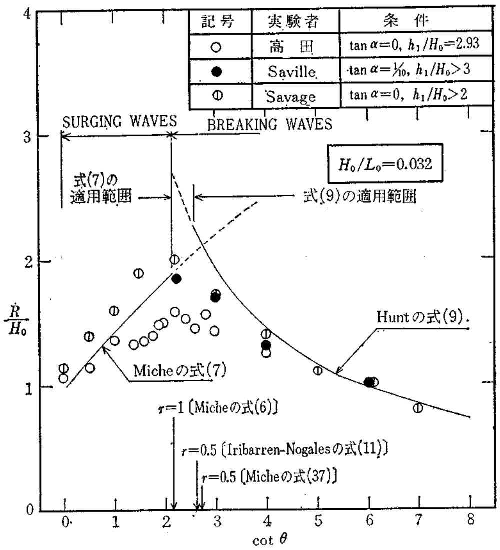
$$\tan\theta<\frac{8}{T}\sqrt{\frac{H_1}{2g}} \quad \cdots\cdots(10)$$



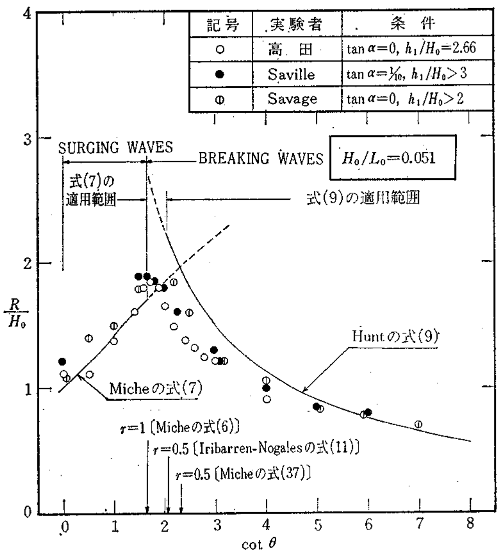
図―3 遡上高とのり勾配の関係



図―4 (a) $H_0/L_0=0.019$ の波



（b） $H_0/L_0=0.032$ の波



（c） $H_0/L_0=0.051$ の波

図—4 (a)～(c) 遡上高の実験値と Miche および Hunt の式の比較

なお，$H_1 \approx H_0$ の場合は，次式のように変形される。

$$\frac{H_0}{L_0} > \frac{\tan^2\theta}{5.1} \quad \cdots\cdots(11)$$

そこで，著者，Saville[1] および Savage[9] の実験結果と，式（7）および（9）とを比較すれば，**図—4** (a), (b) および (c) のようである。

これらより，surging waves 領域の式（7）は，θ が大きくなると R/H_0 が減少する傾向を定性的によく説明しているが，一般に，遡上高は実験値の方がやや大きくなる傾向にあることがわかる。これは，LeMéhauté-Koh-Hwang も指摘しているように[21]，波形勾配に基づく非線形効果によって式（7）を補正しなければならないことを示唆している。すなわち，H_1/L_1 と h_1/L_1 が与えられた場合，surging waves (nonbreaking waves) 領域では，θ が小さくなると R/H_1 は増大する傾向にあるが，H_1/L_1 による非線形効果の影響として，H_1/L_1 が大きいほど R/H_1 は増大するとしている。

また，彼らは，波の遡上高を表わす一般式として，次式を提案している。

$$\frac{R}{H_1} = f\left(\theta, \frac{2\pi h_1}{L_1}\right) + g\left(\frac{H_1}{L_1}, \frac{2\pi h_1}{L_1}\right) - k\left(\theta, \frac{2\pi h_1}{L_1}, \frac{H_1}{L_1}\right) \quad \cdots\cdots(12)$$

ここで，式中の $f(\theta, 2\pi h_1/L_1)$ は $H_1/L_1 \to 0$ としたときに線形理論より導かれる遡上高を示し，$+g(H_1/L_1, 2\pi h_1/L_1)$ は波形勾配に基づく非線形効果による遡上高の増加を示し，$-k(\theta, 2\pi h_1/L_1, H_1/L_1)$ はのり面の摩擦および砕波の擾乱に基づく，エネルギー損失による遡上高の減少効果を表わしている。

breaking waves 領域の Hunt の式（9）は，r の小さいのり勾配では実験値とかなりよい一致が得られるが，$r=0.5$ 付近では，式（9）の曲線の方が実験値より大きくなる。また式（9）は $0.5 \leqq r < 1$ の範囲を適用外としているけれども，参考までに比較すれば，実験値に比較してかなり大きく，surging waves 領域との境界において式（7）とは一致せず，不連続となることがわかる。

また，**図—5** (a), (b) および (c) に示されるように，breaking waves 領域（ただし $\cot\theta < 8$ の範囲）では，一般に $\tan\theta$ よりも $(\tan\theta)^{2/3}$ に比例することがわかるので，Hunt の式（9）は修正を要するように思われる。

したがって，これらの問題点を解決するために，著者が新しく提案した算定式[22]を実験値と比較し検討する。

① **surging waves 領域の遡上高**：式（7）を波形勾配にもとづく非線形項で補正し，堤脚水深による波高変化 (H_1/H_0) を考慮すれば，新しい算定式がつぎのようにして導かれる。

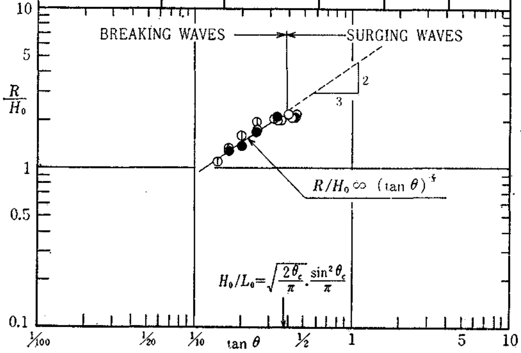
重複波の水面波形 $\eta(x, t)$ は，Sainflou によれば，次式で示される[23]。

$$\left.\begin{aligned} \eta_1 &= H_1 \cos\frac{2\pi}{L_1}x_0 \cdot \cos\frac{2\pi}{T}t + \frac{\pi H_1^2}{L_1} \coth\frac{2\pi h_1}{L_1} \cdot \cos^2\frac{2\pi}{T}t \\ x &= x_0 - H_1 \coth\frac{2\pi h_1}{L_1} \cdot \sin\frac{2\pi}{L_1}x_0 \cdot \cos\frac{2\pi}{T}t \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots(13)$$

また，Miche によれば，次式で示される[8]。

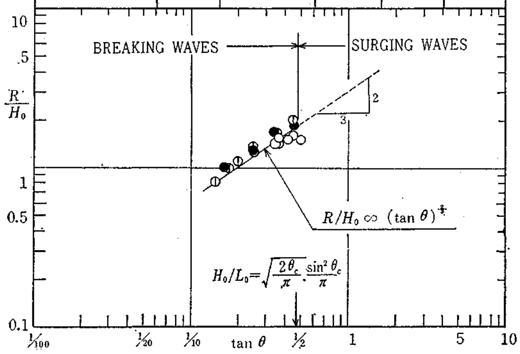
$$\eta_1 = H_1 \cos\frac{2\pi}{L_1}x \cdot \cos\frac{2\pi}{T}t + \frac{\pi H_1^2}{L_1} \coth\frac{2\pi h_1}{L_1} \cdot \times\left[\cos^2\frac{2\pi}{T}t - \frac{\cos 4\pi x/L_1}{4\left(\sinh\frac{2\pi h_1}{L_1}\right)^2} \cdot\right.$$

$H_0/L_0=0.019$	記号	実験者	h_1/H_0	h_1/L_0	$\tan\alpha$
	○	高　田	2.76	0.053	0
	●	SAVILLE	>3	—	1/10
	Φ	SAVAGE	>2	—	0



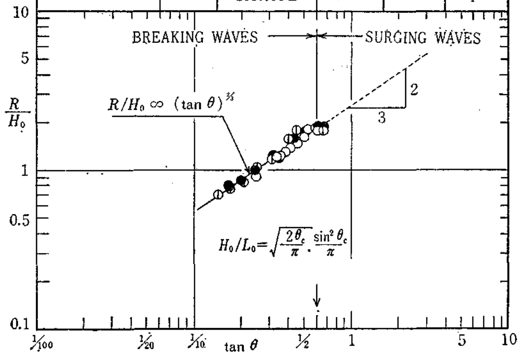
（a） $H_0/L_0=0.019$ の波

$H_0/L_0=0.032$	記号	実験者	h_1/H_0	h_1/L_0	$\tan\alpha$
	○	高　田	2.92	0.093	0
	●	SAVILLE	>3	—	1/10
	Φ	SAVAGE	>2	—	0



（b） $H_0/L_0=0.032$ の波

$H_0/L_0=0.051$	記号	実験者	h_1/H_0	h_1/L_0	$\tan\alpha$
	○	高　田	2.66	0.135	0
	●	SAVILLE	>3	—	1/10
	Φ	SAVAGE	>2	—	0



（c） $H_0/L_0=0.051$ の波

図—5　(a)～(c) 遡上高とのり勾配の関係

$$\times\left\{\left(\tanh\frac{2\pi h_1}{L_1}\right)^2-3\cos\frac{4\pi}{T}t\right\}\Bigg] \quad\cdots\cdots(14)$$

いま，波の峯が鉛直壁面に来たときの静水面上の遡上高 R は，Sainflou の重複波の水面波形を用いれば，式 (13) より次式であらわされる。

$$\frac{R}{H_1}=1+\frac{\pi H_1}{L_1}\coth\frac{2\pi h_1}{L_1} \quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(15)$$

また，Miche の重複波の水面波形を用いれば，式 (14) より次式で表わされる。

$$\frac{R}{H_1}=1+\frac{\pi H_1}{L_1}\coth\frac{2\pi h_1}{L_1}\cdot \times\left[1-\frac{1}{4\left(\sinh\frac{2\pi h_1}{L_1}\right)^2}\left\{\left(\tanh\frac{2\pi h_1}{L_1}\right)^2-3\right\}\right] \quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(16)$$

式 (15) の右辺第２項および式 (16) の右辺第２項以下は，それぞれ波形勾配に基づく非線形効果を表わしているが，これらは，波高中分面の上昇高を線形理論の解に加算したことになる。

そこで，斜面堤の遡上高は surging waves 領域において，波形勾配に基づく非線形効果をのり勾配に無関係に式（７）の右辺に加算できるものと仮定すれば，それぞれつぎのようになる。

Sainflou の重複波の水面波形を用いれば，式 (15) より次式で表わされる。

$$\frac{R}{H_1}=\sqrt{\frac{\pi}{2\theta}}+\frac{\pi H_1}{L_1}\coth\frac{2\pi h_1}{L_1} \quad\cdots\cdots\cdots\cdots(17)$$

Miche の重複波の水面波形を用いれば，式 (16) より次式で表わされる。

$$\frac{R}{H_1}=\sqrt{\frac{\pi}{2\theta}}+\frac{\pi H_1}{L_1}\coth\frac{2\pi h_1}{L_1} \times\left[1-\frac{1}{4\left(\sinh\frac{2\pi h_1}{L_1}\right)^2}\left\{\left(\tanh\frac{2\pi h_1}{L_1}\right)^2-3\right\}\right] \quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(18)$$

相対遡上高は，一般に深水波高 H_0 を基準にして，R/H_0 で表わされるので，浅水による波の変形 (H_1/H_0) を微小振幅波理論より求めて[24),25)]式 (17) および (18) に代入すれば，それぞれつぎのように書き換えられる。

ただし，波のエネルギーの損失，屈折および回折の影響を無視している。Sainflou の重複波の水面波形を用いた式 (17) は次式のようになる。

$$\frac{R}{H_0}=\frac{R}{H_1}\cdot\frac{H_1}{H_0}=\sqrt{\frac{\pi}{2\theta}}\cdot\sqrt{\frac{\sinh\frac{4\pi h_1}{L_1}\cdot\coth\frac{2\pi h_1}{L_1}}{\sinh\frac{4\pi h_1}{L_1}+\frac{4\pi h_1}{L_1}}} +\pi\frac{H_0}{L_0}\frac{\sinh\frac{4\pi h_1}{L_1}}{\sinh\frac{4\pi h_1}{L_1}+\frac{4\pi h_1}{L_1}}\cdot\left(\coth\frac{2\pi h_1}{L_1}\right)^3 \quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(19)$$

Miche の重複波の水面波形を用いた式 (18) は次式のようになる。

$$\frac{R}{H_0}=\frac{R}{H_1}\cdot\frac{H_1}{H_0}=\sqrt{\frac{\pi}{2\theta}}\cdot\sqrt{\frac{\sinh\frac{4\pi h_1}{L_1}\cdot\coth\frac{2\pi h_1}{L_1}}{\sinh\frac{4\pi h_1}{L_1}+\frac{4\pi h_1}{L_1}}}$$

$$+\pi\frac{H_0}{L_0}\frac{\sinh\frac{4\pi h_1}{L_1}}{\sinh\frac{4\pi h_1}{L_1}+\frac{4\pi h_1}{L_1}}\left(\coth\frac{2\pi h_1}{L_1}\right)^3\cdot$$

$$\times\left\{1+\frac{3}{4\left(\sinh\frac{2\pi h_1}{L_1}\right)^2}-\frac{1}{4\left(\cosh\frac{2\pi h_1}{L_1}\right)^2}\right\} \quad\cdots\cdots(20)$$

なお，式 (19) および (20) の適用範囲は，式 (6) より次式で示される条件である。

$$\frac{H_0}{L_0}\leqq\sqrt{\frac{2\theta}{\pi}}\cdot\frac{\sin^2\theta}{\pi}\cdots\cdots(21)$$

いま，**表―1** の 3 種類の波について，式 (19) および (20) より R/H_0 を求めるとつぎのようになる。

Ⅰ の波 ($H_0/L_0=0.051$, $h_1/L_1=0.171$) に対して，式 (19) より算定すると，次式が得られる。

$$\frac{R}{H_0}=0.916\sqrt{\frac{\pi}{2\theta}}+0.215 \cdots\cdots(22)_S$$

式 (20) より算定すると，次式が得られる。

$$\frac{R}{H_0}=0.916\sqrt{\frac{\pi}{2\theta}}+0.291 \cdots\cdots(22)_M$$

Ⅱ の波 ($H_0/L_0=0.032$, $h_1/L_1=0.136$) に対して，式 (19) より算定すると，次式が得られる。

$$\frac{R}{H_0}=0.938\sqrt{\frac{\pi}{2\theta}}+0.184 \cdots\cdots(23)_S$$

式 (20) より算定すると，次式が得られる。

$$\frac{R}{H_0}=0.938\sqrt{\frac{\pi}{2\theta}}+0.310 \cdots\cdots(23)_M$$

Ⅲ の波 ($H_0/L_0=0.019$, $h_1/L_1=0.097$) に対して，式 (19) より算定すると，次式が得られる。

$$\frac{R}{H_0}=1.014\sqrt{\frac{\pi}{2\theta}}+0.208 \cdots\cdots(24)_S$$

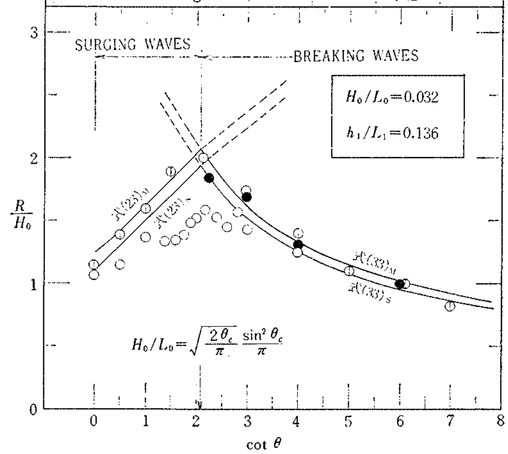
式 (20) より算定すると，次式が得られる。

$$\frac{R}{H_0}=1.014\sqrt{\frac{\pi}{2\theta}}+0.543 \cdots\cdots(24)_M$$

そこで，式 (22)，(23) および (24) の計算値と実験値とを比較すれば **図―6** (a)，(b) および (c) のようである。

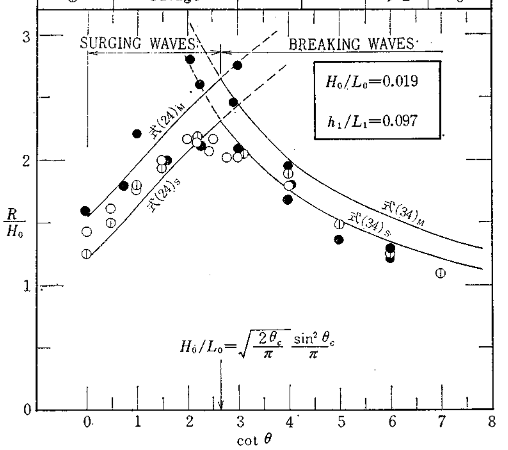
これらより，式 (19) および (20) の計算値は，定性的な傾向が実験値とほぼ一致している。また，定量的に

記号	実験者	h_1/L_1	H_1/L_1	h_1/H_0	$\tan\alpha$
○	高田	0.136	0.043	2.92	0
●	Saville	——	——	>3	1/10
⦶	Savage	——	——	>2	0



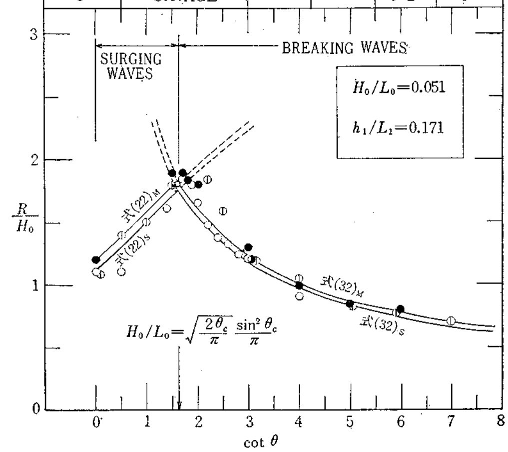
(b) $H_0/L_0=0.032$ の波

記号	実験者	h_1/L_1	H_1/L_1	h_1/H_0	$\tan\alpha$
○	高田	0.097	0.036	2.76	0
●	Saville	——	——	>2	1/10
⦶	Savage	——	——	>2	0



(a) $H_0/L_0=0.019$ の波

記号	実験者	h_1/L_1	H_1/L_1	h_1/L_1	$\tan\alpha$
○	高田	0.171	0.059	2.66	0
●	SAVILLE	——	——	>3	1/10
⦶	SAVAGE	——	——	>2	0



(c) $H_0/L_0=0.051$ の波

図―6 (a)～(c) 遡上高の実験値と算定式の比較

は，式 (19) の計算値が一般に実験値にほぼ等しいか，やや小さい値となる。一方，式 (20) の計算値は実験値にくらべて，一般にほぼ等しいか，やや大きい値となるので，両式は surging waves 領域の遡上高の傾向を比較的的確に表わしていると考えられる。

なお，式 (19) および (20) の適合性の比較および適用限界については，今後の研究に待たねばならない。

また，$h_1/L_1 \to \infty$ とすれば，式 (19) および (20) は深水波領域に設置された壁体に対する R/H_0 の式となり，次式のように書き換えられ，LeMéhauté-Koh-Hwang の式と一致する[21]。

$$\frac{R}{H_0}=\sqrt{\frac{\pi}{2\theta}}+\pi\frac{H_0}{L_0} \quad \cdots\cdots(25)$$

② **breaking waves 領域の R/H_0**：breaking waves 領域（ただし，$\cot\theta<8$ の範囲）の R/H_0 は，実験の結果，**図—5** (a), (b) および (c) より $(\tan\theta)^{2/3}$ にほぼ比例することが明らかになったので，surging waves 領域との境界で式 (19) および (20) と一致するよう考慮して関数形を求めたところ，次式のような関係式が得られた[22]。

$$\frac{R}{H_0}=\frac{\varphi}{(\cot\theta)^{2/3}} \quad \cdots\cdots(26)$$

式中 φ は，

$$\varphi=\left\{\sqrt{\frac{\pi}{2\theta_c}}\cdot\sqrt{\frac{\sinh\frac{4\pi h_1}{L_1}\cdot\coth\frac{2\pi h_1}{L_1}}{\sinh\frac{4\pi h_1}{L_1}+\frac{4\pi h_1}{L_1}}}+\pi\frac{H_0}{L_0}f\left(\frac{h_1}{L_1}\right)\right\}(\cot\theta_c)^{2/3} \quad \cdots\cdots(27)$$

ここに，

θ_c：breaking waves を生ずる最急傾斜角度，あるいは surging waves を生ずる最緩傾斜角度であって，次式で示される。

$$\sqrt{\frac{2\theta_c}{\pi}}\cdot\frac{\sin^2\theta_c}{\pi}=\frac{H_0}{L_0} \quad \cdots\cdots(28)$$

また，$f(h_1/L_1)$ は，重複波の水面波形が Sainflou 式 (13) あるいは Miche 式 (14) で表わされるとすれば，つぎのような関数である。

Sainflou 式のときは，式 (19) より，

$$f\left(\frac{h_1}{L_1}\right)=\frac{\sinh\frac{4\pi h_1}{L_1}}{\sinh\frac{4\pi h_1}{L_1}+\frac{4\pi h_1}{L_1}}\cdot\left(\coth\frac{2\pi h_1}{L_1}\right)^3 \quad \cdots\cdots(29)$$

Miche 式のときは，式 (19) より，

$$f\left(\frac{h_1}{L_1}\right)=\frac{\sinh\frac{4\pi h_1}{L_1}}{\sinh\frac{4\pi h_1}{L_1}+\frac{4\pi h_1}{L_1}}\left(\coth\frac{2\pi h_1}{L_1}\right)^3\cdot\times\left\{1+\frac{3}{4\left(\sinh\frac{2\pi h_1}{L_1}\right)^2}-\frac{1}{4\left(\cosh\frac{2\pi h_1}{L_1}\right)^2}\right\} \quad \cdots\cdots(30)$$

なお，式 (26) の適用範囲は次式で示される。

$$\left.\begin{aligned}&\frac{H_0}{L_0}>\sqrt{\frac{2\theta}{\pi}}\cdot\frac{\sin^2\theta}{\pi}\\&\cot\theta<8\end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots(31)$$

いま，**表—1** の3種類の波について，式 (26) より R/H_0 を求めると，つぎのようになる。

Ⓘ の波 ($H_0/L_0=0.051$, $h_1/L_1=0.171$) に対して，式 (29) を用いて式 (26) を算出すると，次式が得られる。

$$\frac{R}{H_0}=\frac{2.455}{(\cot\theta)^{2/3}} \quad \cdots\cdots(32)_S$$

式 (30) を用いて式 (26) を算出すると，次式が得られる。

$$\frac{R}{H_0}=\frac{2.560}{(\cot\theta)^{2/3}} \quad \cdots\cdots(32)_M$$

Ⓘ の波 ($H_0/L_0=0.032$, $h_1/L_1=0.136$) に対して，式 (29) を用いて式 (26) を算出すると，次式が得られる。

$$\frac{R}{H_0}=\frac{3.157}{(\cot\theta)^{2/3}} \quad \cdots\cdots(33)_S$$

式 (30) を用いて式 (26) を算出すると，次式が得られる。

$$\frac{R}{H_0}=\frac{3.363}{(\cot\theta)^{2/3}} \quad \cdots\cdots(33)_M$$

Ⓘ の波 ($H_0/L_0=0.019$, $h_1/L_1=0.097$) に対して，式 (29) を用いて式 (26) を算出すると，次式が得られる。

$$\frac{R}{H_0}=\frac{4.442}{(\cot\theta)^{2/3}} \quad \cdots\cdots(34)_S$$

式 (30) を用いて式 (26) を算出すると，次式が得られる。

$$\frac{R}{H_0}=\frac{5.083}{(\cot\theta)^{2/3}} \quad \cdots\cdots(34)_M$$

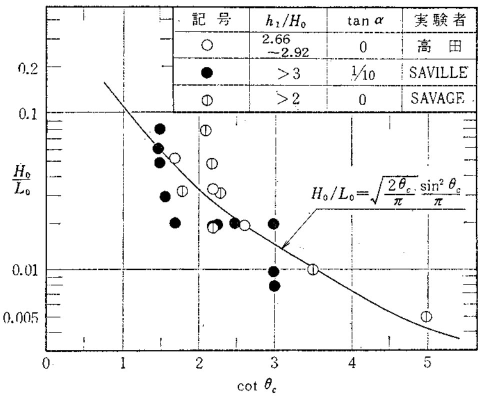
そこで，式 (32)，(33) および (34) の計算値と実験結果とを比較すれば，**図—6** (a), (b) および (c) に示すとおりである。

これらより，式 (26) の計算値は，定性的に実験値とほぼ一致している。また，定量的には，式 (26) の φ を求めるとき，式 (29) を用いた場合が一般に実験値にほぼ等しいか，やや小さい値となる。

一方，式 (30) を用いた場合は，実験値にくらべ，一般にほぼ等しいか，やや大きい値となるので，両式は breaking waves 領域での遡上高の傾向を，比較的的確に表わしていると考えられる。

なお，式 (29) および (30) の適合性の比較および適用限界については，今後の研究に待たねばならない。

いま，$h_1/L_1 \to \infty$ の深水波領域に設置される壁体を対象にすれば，式 (26) はつぎのように書き換えられる。



図—7 最大遡上高を生ずる条件

表—2 θ_c, φ_0 および $(R/H_0)_{\max}$ の値
(深水波領域の場合)

H_0/L_0	$R_{\max}$, $Q_{\max}$ の条件 θ_c	$\cot\theta_c$	$(R/H_0)_{\max}$	φ_0
0.001	6°14′	9.156	3.803	16.640
0.005	11°59′	4.711	2.757	7.747
0.010	15°52′	3.518	2.413	5.581
0.020	21°06′	2.592	2.128	4.015
0.030	25°01′	2.143	1.991	3.309
0.040	28°16′	1.860	1.910	2.890
0.050	31°07′	1.656	1.858	2.601
0.060	33°42′	1.499	1.822	2.386
0.070	36°17′	1.362	1.755	2.157
0.080	40°29′	1.172	1.742	1.928
0.100	42°32′	1.090	1.769	1.863
0.120	46°23′	0.953	1.770	1.714
0.140	50°09′	0.835	1.780	1.578

$$\frac{R}{H_0}=\frac{\varphi_0}{(\cot\theta)^{2/3}}\ \cdots\cdots\cdots(35)$$

$$\varphi_0=\left(\sqrt{\frac{\pi}{2\theta_c}}+\pi\frac{H_0}{L_0}\right)\cdot(\cot\theta_c)^{2/3}\ \cdots\cdots\cdots(36)$$

これより，種々の H_0/L_0 に対する φ_0 の値を計算した結果が，表—2 に示される。

③ **最大遡上高を生ずる条件式**：図—6 (a), (b) および (c) に示す実験結果より明らかなように，最大遡上高を生ずるのり勾配が存在し，その条件は，いずれの場合も surging waves と breaking waves の境界付近で生じている。したがって，最大遡上高を生ずる条件は，式(6) で表わすことがほぼ適当であることがわかる。

図—7 は，実験より $(R/H_0)_{\max}$ を生ずる $\cot\theta_c$ と H_0/L_0 との関係を調べ，式(6) と比較したものである。

これより，Saville および Savage の実験値は，式(6) の曲線のまわりに散乱するが，著者の実験値はほぼ一致するので，式(6) を近似的に最大遡上高を生ずる条件式とみなしてさしつかえないように思われる。

なお，種々の H_0/L_0 における深水波領域の $(R/H_0)_{\max}$ の値と，そのときの θ_c および $\cot\theta_c$ の値は 表—2 に示される。

b) 越波水量とのり勾配の関係

のり勾配が越波水量におよぼす影響については，石原・岩垣・三井[5]，Paape[26] および著者[4] らの研究がある。

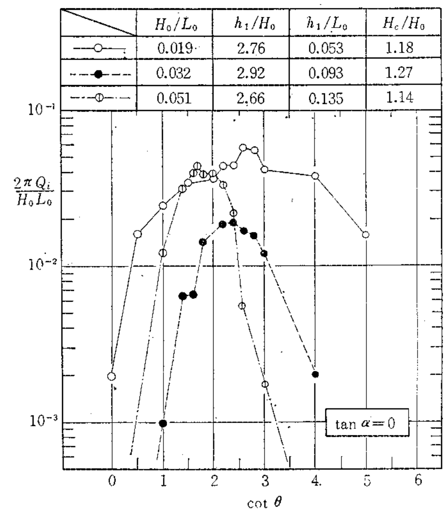
それらによれば，越波水量の最大は $\tan\theta=1/2\sim1/3$ の間で生じ，それよりも勾配が緩あるいは急になると，漸次減少することが明らかにされている。

しかし，現象が複雑で，越波に関係する要素が多いため，のり勾配と越波水量の関係を詳細に検討するまでに至っていないようである。

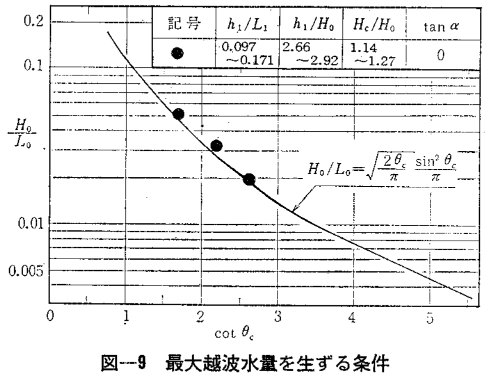
本研究は，そのような観点から，一様水深から直接斜面の始まる場合について，のり勾配と越波水量との関係を調べ，図—8 のような結果が得られた。

これより明らかなことは，遡上高と同様，越波水量を最大にするのり勾配が存在し，H_0/L_0 の大きい波ほど $(2\pi Q_i/H_0L_0)_{\max}$ を生ずるのり勾配は急になることがわかる。

図—9 は，実験より求めた $(2\pi Q_i/H_0L_0)_{\max}$ の生ずる場合の $\cot\theta_c$ と H_0/L_0 との関係を，式(6) の値と



図—8 越波水量とのり勾配の関係



図—9 最大越波水量を生ずる条件

比較したものである。

これより，式（6）は実験値にほぼ一致しているので，surging waves と breaking waves の境界付近において，越波水量が最大になることがわかる。

したがって，式（6）を最大越波を生ずる条件式とみなしてほぼさしつかえないように思われる。

c）反射率とのり勾配との関係

摩擦および擾乱などによるエネルギー損失の著しいほど反射率は小さいが，反射率とのり勾配との関係については，すでに多くのすぐれた研究がある。

そのおもなものとして，Greslou-Mahe[27]，Miche[7]，岩垣[28]，および室田[6]らの研究があるが，Miche は反射率 r をつぎのように定義して，理論的に導いている。

反射率 r は，全反射を生ずるのり勾配固有の最大波形勾配 $_{r=1}(H_0/L_0)_{\max}$ と入射波の波形勾配 H_0/L_0 の比に比例するとして，次式を提案している[7]。

breaking waves 領域（$\cot\theta > \cot\theta_c$）では，

$$r=\zeta\frac{_{r=1}(H_0/L_0)_{\max}}{H_0/L_0}=\zeta\sqrt{\frac{2\theta}{\pi}}\cdot\frac{\sin^2\theta}{\pi}\cdot\frac{1}{H_0/L_0} \quad\cdots\cdots(37)$$

ここで，

ζ：反射係数（$\leqq 1$）

$_{r=1}(H_0/L_0)_{\max}$：壁面で全反射を生ずる最大波形勾配で，式（6）より次式で求められる。

$$_{r=1}(H_0/L_0)_{\max}=\sqrt{\frac{2\theta}{\pi}}\cdot\frac{\sin^2\theta}{\pi} \quad\cdots\cdots(38)$$

surging waves 領域（$\cot\theta \leqq \cot\theta_c$）では，

$$r=\zeta \quad\cdots\cdots(39)$$

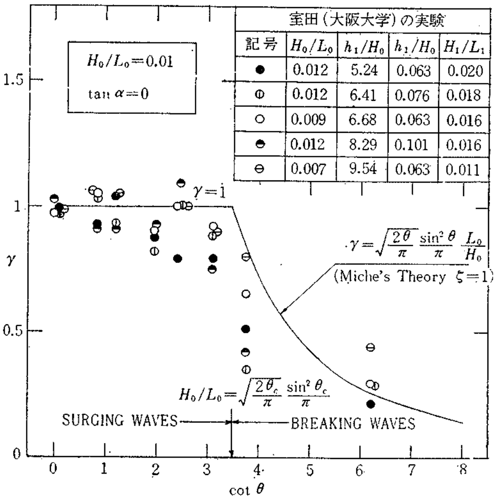
室田の実験[6]によれば，式 (37) および (39) は実験値とかなりよく一致しており，反射の傾向が十分説明できることを示している。

また，surging waves と breaking waves の境界付近で反射率は極大値を示し，そこが特異点であることを指摘している。

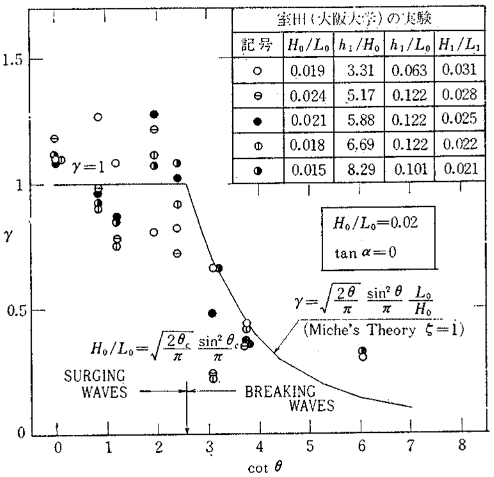
図—10 (a)，(b) および (c) は，室田の実験[6]の中で著者の実験条件に近似しているものを再整理して，式 (37) および (39) の値と比較したものである。これらより，式 (37) および (39) の曲線は，実験値のほぼ平均的な値を示しており，反射の傾向をかなり明確に表現しているように思われる。それゆえ，反射率の算定式として，それほど大きな誤差は生じないと考えられるので，以下の遡上高，越波水量および反射率の関連性を議論する場合に，式 (37) および (39) を適用する。

（2）遡上高，越波水量および反射率の関連性

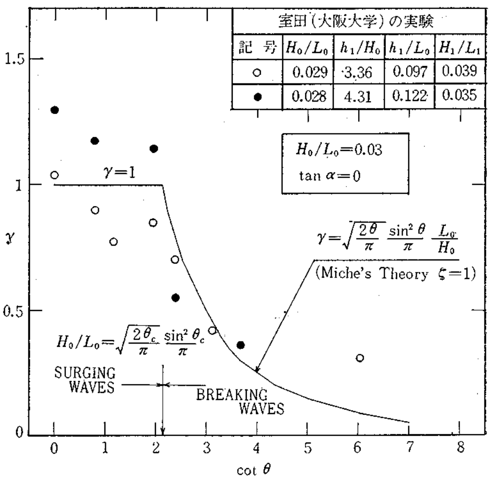
遡上高，越波水量および反射率は，のり勾配によって著しく変化するが，従来の研究は，それぞれ独立した現象として取り扱っており，相互の関連性については，十



（a） $H_0/L_0=0.01$ の波

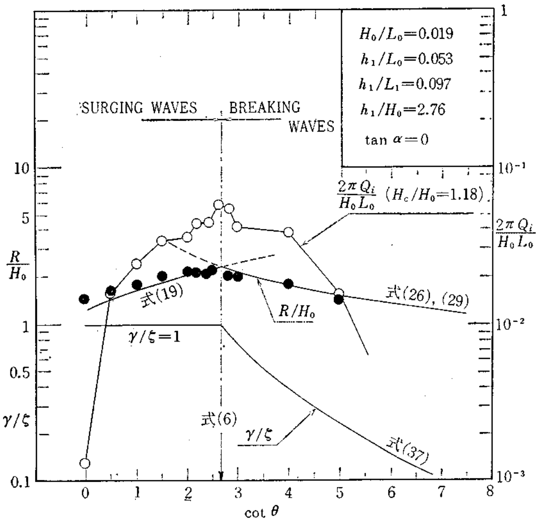


（b） $H_0/L_0=0.02$ の波

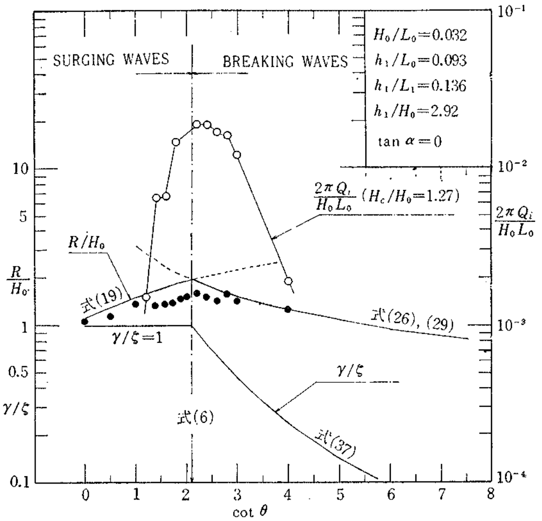


（c） $H_0/L_0=0.03$ の波

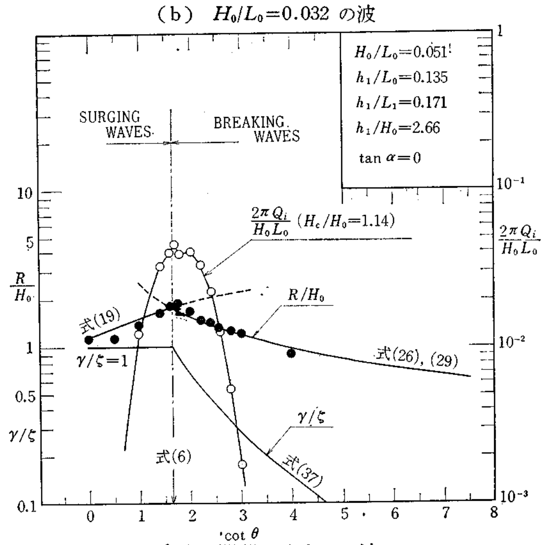
図—10 (a)〜(c) 反射率とのり勾配の関係（室田および Miche より）



（a） $H_0/L_0=0.019$ の波



（b） $H_0/L_0=0.032$ の波



（c） $H_0/L_0=0.051$ の波

図—11 (a)～(c) 遡上高，越波水量および反射率の関連性

分検討がなされていないように思われる。

とくに，最近，問題とされるようになってきた越波との関連性が十分解明されていないので，これまで数多く発表されてきた遡上高および反射率の研究は，あまり有効に活用されていないように思われる。

ここでは，それらの観点に着目して，相互の関連性を調べ，それぞれの現象の位置づけを定量的に明らかにしようとしたものである。

同一条件における遡上高と越波水量の実験値および反射率の計算値を同一の図にプロットして比較すれば，図—**11** (a), (b) および (c) に示すとおりである。

これらは，相対遡上高 R/H_0，相対越波水量 $2\pi Q_i/(H_0L_0)$ および反射率 r/ζ を，$\cot\theta$ の関数として比較したものである。また，R/H_0 の曲線は surging waves 領域において，式 (19) の算定式，breaking waves 領域において，式 (29) を用いた式 (26) の算定式より，r/ζ の曲線は式 (37) および (39) の算定式より求めたものである。$2\pi Q_i/(H_0L_0)$ のプロットは相対天端高 $H_c/H_0=$const. の場合の実験値を表わしたものである。

これらの図より明らかなことは，最大遡上高と最大越波水量を生ずるのり勾配は一致し，また，全反射を生ずる最緩のり勾配の値ともほぼ一致することである。

換言すれば最大遡上高および最大越波水量は，surging waves と breaking waves の境界付近において生ずることになり，その限界条件式としては式（6）がほぼ適当であると考えられる。

しかし，越波水量ののり勾配による増減の変化量は著しく大きいが，遡上高の変化量はそれに比較して非常に小さい。

このことは，越波水量を単に遡上高のみで関連づけるよりも，次節に述べる遡上波形との関連性が，より緊密であることを示唆している。

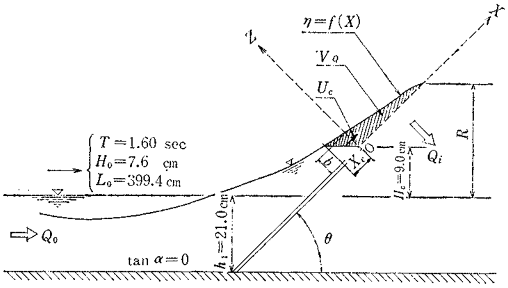
これまでの結果，breaking waves 領域では，R/H_0，$2\pi Q_i/(H_0L_0)$ および r/ζ は，$\cot\theta$ の減少関数となり，相互の関連性が緊密である。

また，surging waves 領域では，R/H_0 と $2\pi Q_i/(H_0L_0)$ が $\cot\theta$ の増加関数として相関性が認められるが，r/ζ はほぼ一定（=1）となり，関連性はない。以上のように，それぞれの現象の位置づけが，定量的に明らかになった。

（3） 遡上波形と越波水量の関連性

ここでは，図—**12** に示されるように，入射波を無限長ののり勾配に遡上させ，昇りきった瞬間の仮想天端高 ($H_c=9.0$ cm) に相当する水平面より上部の遡上波形の容積 V_Q を測定し，実際に越波させた場合の水量 Q_i とを比較して，相互の関連性を明らかにする。

すなわち，遡上波形の容積と越波水量との関係を，つ



図—12　遡上波形と越波水量の関連性

ぎの式のように仮定して，その係数aについて調べる。

$$Q_i=aV_Q \quad \cdots\cdots(40)$$

$$=a\left\{\int_{-X_c}^{(R-H_c)/\sin\theta} f(X)dX-\frac{f(-X_c)\cdot X_c}{2}\right\} \quad \cdots\cdots(41)$$

ここで，

V_Q：仮想天端面より上部の遡上波形容積

X_c：天端水平面と遡上波形の交点の X 軸方向の距離（図—12 参照）

$f(X)$：遡上波形の関数，$\eta=f(X)$

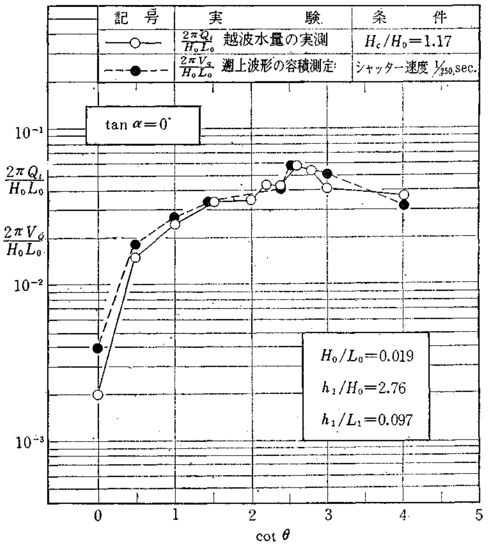
a ：実験定数

遡上波形の実験結果は 図—13 に示されるが，これらは cot θ=0〜4 の 8 種類について写真撮影（シャッター速度 1/250 sec）より求めたものである。

図—14 は，図—13 より V_Q を算出し，$Q_0=H_0L_0/(2\pi)$ で無次元化した $2\pi V_Q/(H_0L_0)$ の値と，実際に越波水量 Q_i を測定した場合の無次元量 $2\pi Q_i/(H_0L_0)$ の値とを比較したものである。

これより明らかなように，両者は定性的にかなり良好な関連性が認められ，定量的には $\frac{1}{4}<\tan\theta<1$ の緩勾配において a=0.7〜1.3 となり，両者の容積が比較的よく一致している。

しかし，急勾配（tan $\theta\geqq1$）では，両者の傾向はよく似ているけれども，aの値が常に1より小さく，のり勾配が急になると漸次小さくなるように思われる。とくに，cot θ=0 においては，a=0.3〜0.5 となり実際の越波水量の方がやや少ないことがわかる。

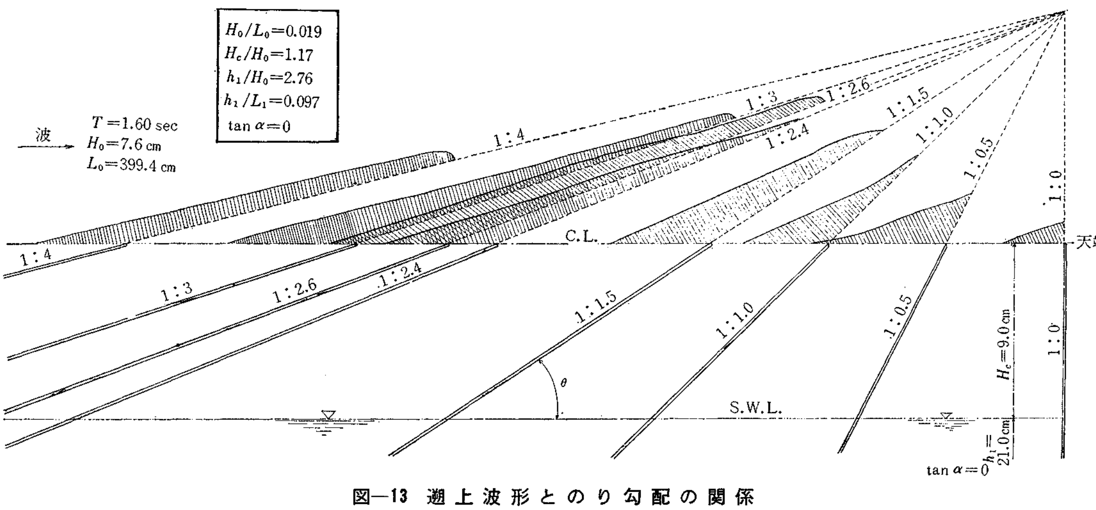


図—14　越波水量と遡上波形の容積との関係

したがって，遡上波形ηおよび実験定数aについてさらに詳細に調べ，波形勾配，堤脚水深，天端高およびのり勾配との関連性を定量的に明らかにすれば，越波水量の算定式を導くことができると考えられる。

5．結　　論

堤脚水深が砕波水深より大きいとき，壁体ののり勾配が波の遡上，越波および反射にどのような影響をおよぼし，相互の関連性がどのように説明できるかを実験的に検討し，二，三の新しい成果を得ることができた。



図—13　遡上波形とのり勾配の関係

すなわち，壁体に衝突する波は，のり面の緩急によって breaking waves と surging waves にわかれ，その境界付近ののり勾配で，遡上高および越波水量が最大となり，また，全反射する最緩のり勾配と，ほぼ一致する。さらに，遡上波形の仮想天端面より上部の容積と実際の越波水量との間に，かなり緊密な関連性が認められる。

おもな実験結果とその考察は，つぎのとおりである。

（1） 遡上高の算定式として，surging waves 領域では式 (19) および (20) の算定式が，breaking waves 領域（ただし $\cot\theta < 8$ の範囲）では式 (26) の算定式が遡上高の傾向を的確に表わしており，実験値に比較的よく一致する。

（2） 最大遡上高および最大越波水量を生ずるのり勾配と全反射を生ずる最緩のり勾配とはほぼ一致し，その条件式は，式 (28) で近似できる。また surging waves と breaking waves の境界ののり勾配とも一致し，その限界条件式（6）と一致する。

（3） breaking waves 領域では，遡上高，越波水量および反射率がのり勾配の緩くなるほど漸次減少するので，相互に緊密な関連性が認められる。一方， surging waves 領域では，遡上高と越波水量はのり勾配が急なほど漸次減少し，相互の関連性は認められるが，反射率はほぼ一定（全反射）となり，関連づけることはできない。

（4） 遡上波形の仮想天端面より上部の容積と越波水量の実測値は，種々ののり勾配において，定性的な傾向が相似しており，とくに，緩勾配 $\left(\frac{1}{4} < \tan\theta < 1\right)$ ではほぼ一致する。

謝辞：本研究をまとめるにあたり，名古屋大学の成岡昌夫教授と足立昭平教授に終始ご教示を賜った。また，実験装置を新設するにあたり，中部工業大学の三浦幸平学長，結城朝恭副学長および河津彦一主任教授の絶大なご援助をいただき，さらに，研究の一部に文部省科学研究費（特定研究，代表者北海道大学尾崎晃教授）を使用させていただいた。ここに記して，深く感謝の意を表します。

参考文献

1) Saville, T. Jr : Wave Run-up Shore Structures, Transactions, ASCE, Vol. 123, 1958.
2) Hunt, I.A. : Design of Seawalls and Breakwaters, Proceedings, ASCE, Vol. 85, No. WW 3, Sep., 1959.
3) 岩垣雄一：海岸堤防論，水工学シリーズ，64-08，土木学会水理委員会，昭 39. 7.
4) 高田　彰：不透過壁面の線形および透過斜面の空隙が越波量におよぼす影響について，第 14 回海岸工学講演会講演集，昭 42. 10.
5) 石原藤次郎・岩垣雄一・三井　宏：海岸堤防の越波防止効果について，第 4 回海岸工学講演会講演集，昭 32. 12.
6) 室田　明：粗な斜面からの反射に関する実験的研究，第 14 回海岸工学講演会講演集，昭 42. 10.
7) Miche, M. : Le Pouvoir Reflechissant des Ouvrages Maritimes, Annales des Ponts et Chausées, May-June, 1951.
8) Miche, M. : Mouvements Ondulatoires de La Mer en Profondeur Constante ou Décrissante. (Ⅰ～Ⅳ), Annales des Ponts et Chaussées, 1944, pp. 25～406.
9) Savage, R.P. : Wave Run-up Roughed and Permeable Slope, Proceedings, ASCE, WW 1, Aug., 1958.
10) Wassing, F. : Model Investigation on Wave Run-up carried out in the Netherlands during the Past Twenty Years, Proc. of 6th Conf. on Coastal Engineering, 1958.
11) Granthem, K.N. : Wave Run-up on Sloping Structures, Transactions, American Geophysical Union, Vol. 34, No. 5, 1953.
12) 岩垣雄一・井上雅夫・大堀晃一：のり面上の波の遡上機構に関する実験的研究，第 13 回海岸工学講演会講演集，昭 41. 12.
13) 細井正延・三井　宏：砕波点より陸側にある海岸堤防への波のうちあげ，第 9 回海岸工学講演会講演集，昭 37.10.
14) 永井荘七郎・上田伸三：風と波を考慮した海岸堤防の形状と構造に関する研究，第 7 回海岸工学講演会講演集，昭 35. 11.
15) 湯　麟武：破波付近の遡上に関する研究，第 10 回海岸工学講演会講演集，昭 38. 10.
16) 高田　彰：海岸堤防の越波の飛散（水平）分布について―のり勾配の影響―，第 15 回海岸工学講演会講演集，昭 43. 12.
17) Hall, J.V., and Watts, G.M. : Laboratory Investigation of the Vertical Rise of Solitary Waves on Impermiable Slopes, Technical Memo., No. 33. Beach Erosion Board, Corps. of Engineers, U.S.A. 1953.
18) Freeman, J.C. and LeMéhauté, B. : Wave Breakers on a Beach and Surges on a Dry Bed, Proceedings, ASCE, Vol. 90, No. HY 2, March, 1964.
19) 首藤伸夫・村松圭二：長波について――様傾斜面上へのうちあげ高―，第 12 回海岸工学講演会講演集，昭 40.11.
20) Iribarren, and Nogales : Protection of Ports, 17 th Congress Internal Assoc. of Navig. Cong. Ocean Navig., Sept., 1947.
21) LeMéhauté, B., Koh, R.C.Y. and Hwang, Li-San : A Synthesis on Wave Run-up, Proc. of ASCE, Vol. 94, No. WW 1, Feb., 1968.
22) 高田　彰：越波と遡上波および反射波との相関性について―重複波水深領域―，土木学会第 24 回年次学術講演会講演集，昭 44. 9.
23) Sainflou, G. : Essai sur les Disques Maritimes Verticales, Annales des Ponts et Chaussées, Vol. 98, No. 4, 1928.
24) Wiegel, R.L. : Gravity Waves, Table of Function, Council on Wave Research, The Engineering Foundation, 1954.
25) Mason, M.A. : The Tranformation of Waves in Shallow Water, Proc. 1 st Conf. on Coastal Eng., 1951.
26) Paape, A. : Experimental Data on the Overtopping of Seawalls by Waves, Proc. of 7 th Conf. on Coastal Engineering, Vol. 2, Aug., 1960.
27) Greslou, L. et Y. Mahe : Etude du Coefficient de Reflexion dúne Houle sur un Obstacle Constitute par un Plan Incline, Proc. of 5 th Conf. on Coastal Engineering, 1958.
28) 石原藤次郎・岩垣雄一・鈴木雄太：海岸堤防の設計，特にその有効高について，第 2 回海岸工学講演会講演集，昭 30. 11.

（1970. 1. 7・受付）