

構造物に働く波力

運輸省港湾技術研究所 合田良実

まえがき

波力の問題は、人々が海に構造物を築き始めて以来の懸案である。築いては壊れられ、破壊されては再建する過程を通じ、その時代の技術の制約の中で精一杯の構造物を作ってきた。往時にあっては波力の大きさを推定することよりも、いかにして波力をそらす形状とするか、あるいは手持ちの材料をどのように組み合わせて丈夫な構造物を作るかに技術者の苦心が払われていた。

しかしながら、近年の技術発展によって作業機械は大型かつ能率化して施工面での制約は次第に取り除かれ、また材料の面でも鋼材の使用が経済的に引き合うケースが増えて、技術者は自由に構造物を設計できるようになってきた。これに伴って波力の大きさをできるだけ正確に、合理的に推定したいとの要請が強まり、理論的・実験的研究を推進する大きな力となっている。土木学会主催の海岸工学講演会においても昭和29年の第1回講演以来毎年数編の波力に関する論文が発表され、また本研修会においてもすでに3回にわたって波力に関する講義がおこなわれている^{1~3)}。

構造物に働く波力の問題は、逆説的に言えばそれだけ複雑かつ未解決でもある。今までにも、問題の性質により、また研究グループにより各種のアプローチによって波力の問題の解明が進められてきた。本稿においては、既往の諸研究とはやや異なるアプローチで得られた成果を中心にとりまとめた。内容の一部は試験的であり、今後修正を要する箇所も少なくないものと思われるが、波力の問題について考える手がかりとなれば幸いである。

1 構造物と波力

波力とひとくちに呼ばれているものには、それを受ける構造物に応じてさまざまな種類がある。重複波圧、砕波圧、抗力、質量力などはその例である。これは波力というものが波と構造物の相互作用の結果として生ずる以上当然のことで、構造物の形状が異なれば波力の働きかたもまた変化する。

波が構造物に力をおよぼすとき、その力の発生機構は物理的に説明がつけられる筈である。水が物体に力をおよぼす機構としては、つぎのようなものが考えられる。

- 1) 静水圧的な力……水面の上下によって水中の圧力が変化することによる力で、重複波圧はその代表例である。
- 2) 加速運動に伴う力……波のように水粒子が加速度を持つ場合には、各水粒子に加速度に比例する力が働いており、波自体の中では水粒子相互の慣性力および重力によってその運動が維持されている。この中に物体が存在すると、これによってその周辺の水粒子の運動が歪められる。

水粒子の運動を変化させるには、加速度の差に比例した力の作用を必要とするから、これが逆に物体に力として働く。この力は質量力、慣性力などと呼ばれる。

Ⅲ) 運動量の変化による力 …… 流れが物体に衝突して流れの方向の運動量が変化する場合には、運動量の法則によりその差に等しい力積の作用を必要とする。壁面に働く定常噴流の圧力はその 1 例であり、本稿の衝撃波力の諸例は運動量の変化が極めて急激な場合である。運動量の変化による力は、本質的には加速運動による力の特殊な場合であるが、解析の上では分けて考えるのが便利である。なお以上 Ⅰ)～Ⅲ)の力は完全流体によって発生する力で、粘性や圧縮性の影響をほとんど受けないものである。

Ⅳ) 速度抵抗による力 …… 完全流体中であれば、一様な流れの中では物体周囲の圧力は前後対称となり、力は働かない。しかし実際には、水の粘性のために物体表面の摩擦や渦の発生による圧力減少を生じ、力が働くことになる。この力は流れ方向の抗力および直角方向の揚力に分けて考えられ、その係数は実験的に定められる。

水の作用によって生ずる力としては、以上のほか水衝圧のように水の弾性圧縮に起因する力があるが、波力の問題では衝撃砕波圧の理論的上限值として現われるだけである。なお、通常動水圧 $wv^2/2g$ として挙げられるものは、力ではなくて速度エネルギーに転化した水中圧力の減少分を示すもので、動水圧そのものが力として働くわけでないことに注意する必要がある。

波力の問題を考える場合には、上記のような力の発生機構を検討し、それぞれの特性に応じた解析を進めることが必要と思われる。特に新型式の構造物については、このような配慮が必要であろう。

2 直 柱 に 働 く 波 力

(1) 砕けない波による波力

a) 抗力および質量力の一般式

直柱のような柱状構造物に働く波力は、水粒子の運動が部分的に歪められるために生ずる力で、加速抵抗および速度抵抗からなる。実際にはこの 2 つが複雑に組み合わせられて作用するが、実用的にはつぎのような両者の和として考えるのが普通である。

$$dF = dF_D + dF_M \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$dF_D = \frac{w}{2g} C_D u^2 D dl \quad : \text{抗力} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$dF_M = \frac{w}{g} C_M \frac{\partial u}{\partial t} A dl \quad : \text{質量力} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに w は水の単位体積重量、 u は水粒子の軌道運動速度の法線成分、 $\partial u / \partial t$ はその加速度の法線成分、 D は部材の直径、 A は断面積で、 C_D 、 C_M は抗力係数および質量係数である。また dl は考えている部分の長さである。

式(1)～(3)は水中の物体に働く波力の一般式で、海底のブロックなどに働く力もこの式で解析される⁴⁾。ここでは、海底から水面上まで直立した柱状物体に働く全波力の算定について考える。これは $Z = -h$ から $Z = \eta$ までの積分として次式で与えられる。

$$F = \frac{w}{2g} \int_{-h}^{\eta} C_D u^2 D dz + \frac{w}{g} \int_{-h}^{\eta} C_M \frac{\partial u}{\partial t} A dz \dots\dots\dots(4)$$

この場合、 u 、 $\partial u / \partial t$ は粒子運動の水平成分であり、進行波としての値を用いて計算をおこなう。これは壁体などのように波の進行を完全に阻止する場合とは異なって、波が直柱のまわりを通り過ぎる形になるためである。直柱の径が大きい場合には、質量係数の値で補正する方法が用いられる。また η は静水面の水位上昇量で、 u 、 $\partial u / \partial t$ とともにこの値を正確に算定しなければ、全波力の計算値に相互の誤差を生ずる。設計の対象となる波は波高が相当に大きいから、微小振幅波理論による近似では不十分で、有限振幅波の特性を十分に把握することが必要になる。

b) 有限振幅波としての波形および粒子速度

有限振幅の進行波については、深海領域の方からは級数表示のストークス波の方法、浅海領域の方からは孤立波およびクノイド波としての解析が進められているが、水深波長比 $h/L = 0.1 \sim 0.15$ 付近の波高の大きな波については、十分な精度の理論解が得られておらず、実験値で補うことが必要になる。

波力の算定でまず必要になる波頂高については、図-1のような実験結果が得られている^{5,6)}。

縦軸は η_c/H 、横軸は H/L_A で、パラメーターは h/L_A である。ここで L_A は微小振幅波としての波長で、波高の影響を受けた有限振幅波の波長 L と区別したものである。実験条件は水深 $h = 100 \sim 200$ cm、波高 $6 \sim 80$ cm、周期 $1.4 \sim 7.9$ secである。

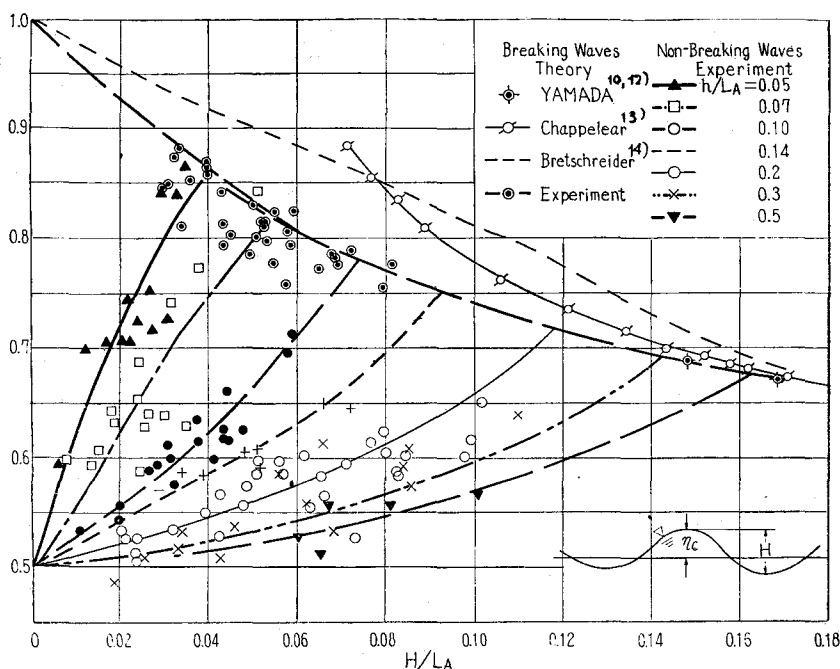


図-1 進行波の静水面上の波頂高 η_c/H

つぎに水平粒子速度については、正確な測定がむずかしいため、実験結果はあまり多くない。港研では直柱に働く波力モーメントの測定と同時に、直径 3.5 cm の無接点型小型流速計 6 台を鉛

脚) 有限振幅波の波長については、文献⁸⁾にその推定図表がある。また同文献には波長、波速の詳しい計算表がつけられている。

直線上に並べて、水平粒子速度の最大値とその鉛直分布を各種の波について測定した⁵⁾。この実験結果や、各種の有限振幅波の理論値を比較検討すると、波峯通過時の水平粒子速度（これが最大である）については、つぎのような微小振幅波理論に対する修正式を用いるのが実用的と思われる^{6・7)}。

$$u_{crest}(Z) = \sqrt{1 + \alpha \left(\frac{H}{h}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{Z+h}{h}\right)^3} \frac{\pi H}{T} \frac{\cosh k \left(\frac{h+Z}{h}\right)}{\sinh kh} \dots\dots\dots (5)$$

ここでパラメーター α は水深波長比の影響を表わす項で、表-1のような値をとる。これは、砕波限界の波では波頂の水平粒子速度が砕波の波速に等しいから、式(5)の粒子速度がこの条件を満足するように α の値を定めたものである。なおこの式で波峯時の水平粒子速度を算出するには、文献6)の図表を用いると便利である。

表-1 砕波限界の波の諸特性

表-1に示す砕波限界は、水底勾配 $\frac{1}{100}$ における実験値⁵⁾、およびMitchel⁹⁾、Yamada^{10~12)}の理論値を勘案して筆者が提案したものである。次節に述べるように海底勾配が急になると、限界波高はこれよりも大きくなる。なおBretschneiderの砕波限界指標は、Mc Cowan¹⁵⁾の限界孤立波理論 $H_B = 0.78 h$ を用いているため表-1の値よりやや低い（表-1はYamada¹¹⁾の $H_B = 0.828 h$ を採用）。またBretschneiderの $(\eta_c/H)_B$ の値は、図-1のように実験値よりも過大である。

h/L_A	H_B/h	η_c/H_B	H_B/L_A	H_B/C_A	α	C_B^2/gH_B	K_B
0.03	0.82	0.94	0.025	1.26	1.50	1.92	2.82
0.05	0.80	0.85	0.040	1.24	1.50	1.87	2.59
0.07	0.77	0.83	0.054	1.21	1.43	1.80	2.35
0.10	0.72	0.81	0.072	1.18	1.25	1.72	2.19
0.14	0.67	0.78	0.093	1.15	0.97	1.60	1.96
0.20	0.59	0.74	0.118	1.15	0.68	1.51	1.76
0.30	0.48	0.69	0.144	1.16	0.49	1.42	1.55
0.50	0.33	0.68	0.165	1.18	0.25	1.35	1.43
0.70	0.24	0.67	0.170	1.20	0.27	1.34	1.42

Chappellear¹³⁾の理論値を勘案して (註) 添字Aは微小振幅波理論による値、添字Bは砕波に関する値を示す。

粒子加速度については精密な測定が一層むずかしく、実験値もほとんど得られていないが、有限振幅波としての計算結果^{16・17)}を見ても微小振幅波理論による値とそれほど大きくは変わっていない。また式(3)の質量力は粒子加速度に正比例するから、粒子速度の2乗に比例する抗力の場合ほど神経質にならなくてもよい。したがって、質量力の算定では粒子加速度として微小振幅波の理論値を用いても、あまり大きな誤差は生じない。

c) 抗力係数および質量係数

波浪中の抗力係数の値については多数の測定結果が報告されているが、その値はかなりの幅にばらついている。これは、粒子速度として微小振幅波などの理論値を用いたことによる誤差と思われ、波形および粒子速度を正確に実測していれば、定常流における抗力係数の値に一致するものと考えられる。

図-2は、上述の実測粒子速度を用いて求めた抗力係数 C_D とレイノルズ数 Re （速度項は静水面の高さの最大粒子速度）の関係で、乱れのある場合の定常流の値¹⁸⁾にほぼ一致している。この値は、直径7.62および13.98cmの鋼管に働く波力モーメントの記録から、波峯通過時の値を読みとって抗力のモーメントとし、抗力係数は水底から波頂まで一定として、式(2)の $dF_D \cdot Z$ の数値積分から逆算したものである。なお図中で上・下限の破線は、 C_D の計算を各波ごとにおこな

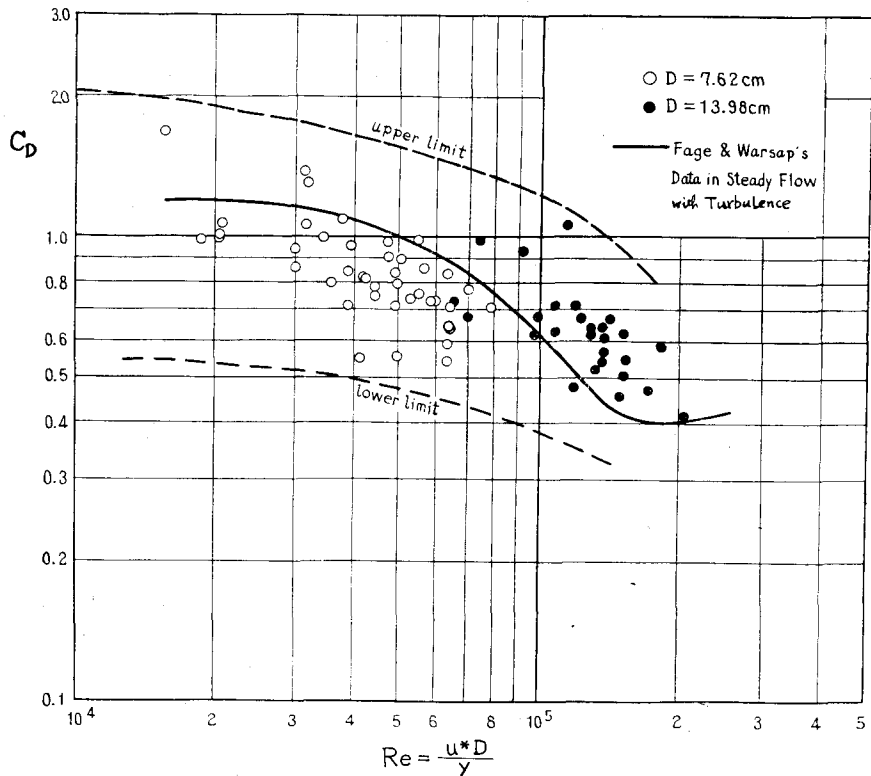


図-2 波浪中の円柱の抗力係数 C_D

った結果のちらばりを示したもので、白丸・黒丸は同一条件の波について各連続10波測定した結果の平均値である。また図-2では $Re = 10^5$ 付近で C_D が減少する傾向が現われている。これは円柱周囲の流水の剝離点の位置が流れの状況によって変わるためで、乱れのない定常流の実験では、臨界レイノルズ数付近で C_D の減少が急激に現われる。

実際の設計では、 $Re = 10^6 \sim 10^7$ のことが多いが、この領域では C_D の値が円柱表面の相対粗度によって支配される。実験によれば、管路の摩擦抵抗の変化に似て、滑面のときの0.5からもっとも粗面のときの1.0までかわると報告されている¹⁹⁾。こうした高レイノルズ数における抗力係数の測定は、実験施設の制約があって十分とはいえないが、実際の問題では鋼管の腐食、海虫やかき類の付着などによる表面粗度の増加を考慮して、 $C_D = 1.0$ を設計に用いるのが安全である。

つぎに質量係数については、波形が静水面を切る時刻(このとき粒子速度は水面から水底までほぼ同時に0となる)の波力モーメントの値を質量力によるものとして上述の実験値から求めたのが図-3である。粒子加速度としては微小振幅波の理論値を用い、 C_M は水面から水底まで一定として算出したものである。実験値のはらつきも大きく、また水深波長比の小さい所で C_M が増加する傾向もあるが、実用的にはポテンシャル理論で与えられる $C_M = 2.0$ を用いるのが適当と思われる。なお円柱の径が波長の約 $1/10$ 以上になると C_M は次第に減少し、 $D = 0.5L$ では $C_M = 0.78$ となる(文献7)参照)。

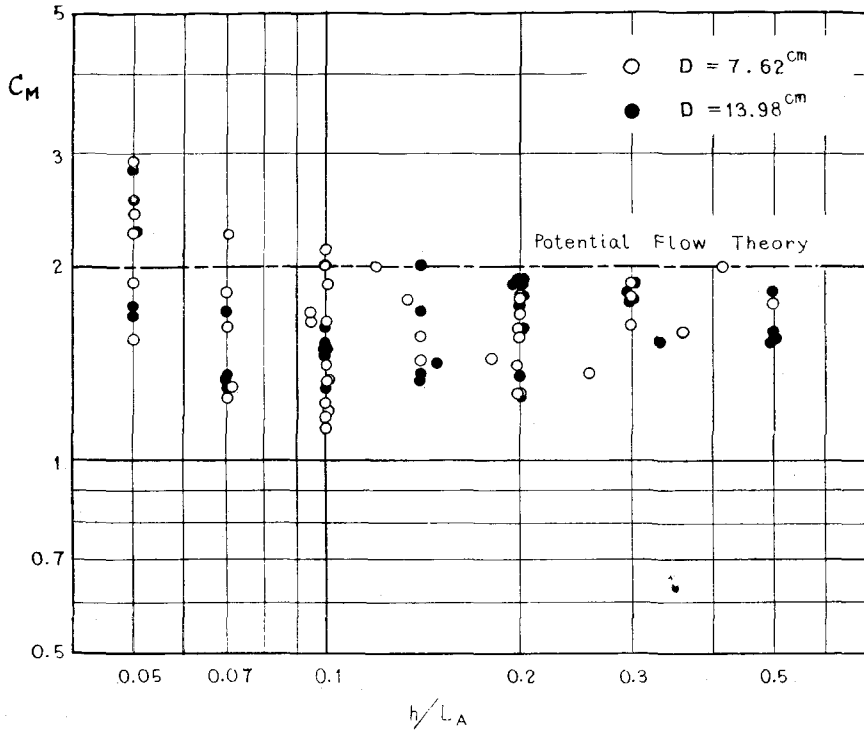


図-3 波浪中の円柱の質量係数 C_M

d) 抗力および質量力の最大値

以上の検討結果から、抗力については図-1の波頂高および式(5)の粒子速度を用い、質量力については微小振幅波の加速度を用いて式(4)の積分をおこなうと、それぞれの最大値および各水底まわりのモーメントがつぎのように表わされる。

$$(F_D)_{max} = w C_D D H^2 K_D \dots\dots\dots (6)$$

$$(F_M)_{max} = w C_M D^2 H K_M \dots\dots\dots (7)$$

$$(M_D)_{max} = (F_D)_{max} \cdot S_D \dots\dots\dots (8)$$

$$(M_M)_{max} = (F_M)_{max} \cdot S_M \dots\dots\dots (9)$$

ここで係数 K_D と S_D/h は h/L_A と H/h の関数として図-4、5のような値をとり、 K_M と S_M/h は h/L_A のみの関数として図-6、7のように計算される。ここで、砕波限界近くの波では、 K_D の値が微小振幅波理論による値 ($H/h = 0$) の約5倍にもなっていることに注意されたい。すなわち、この場合全抗力を微小振幅波理論で算定しようとするれば、抗力係数を5倍に割増ししておかなければならない。

全波力としては、抗力と質量力の時間的変化を微小振幅波理論で近似すれば、

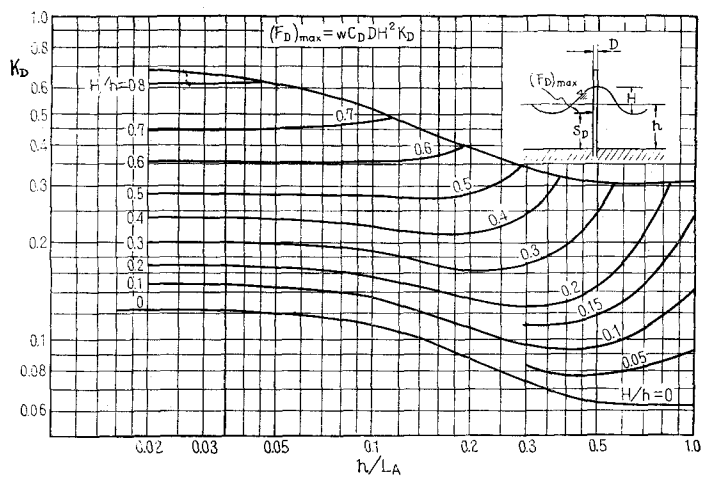


図-4 最大抗力の算定係数 K_D

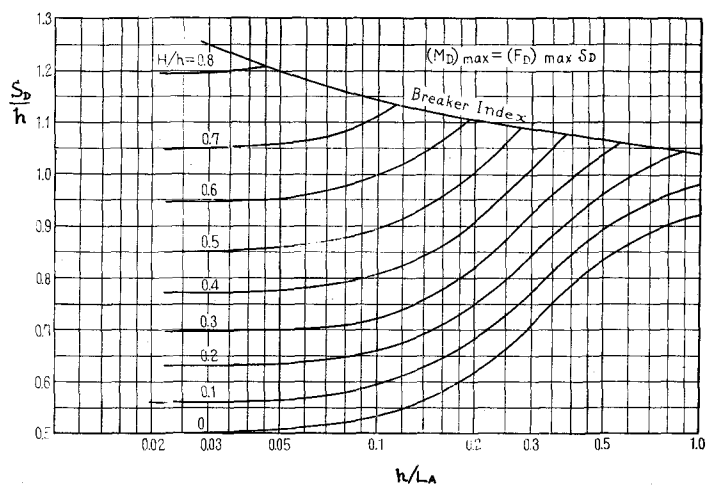


図-5 最大抗力の作用高 S_D/h

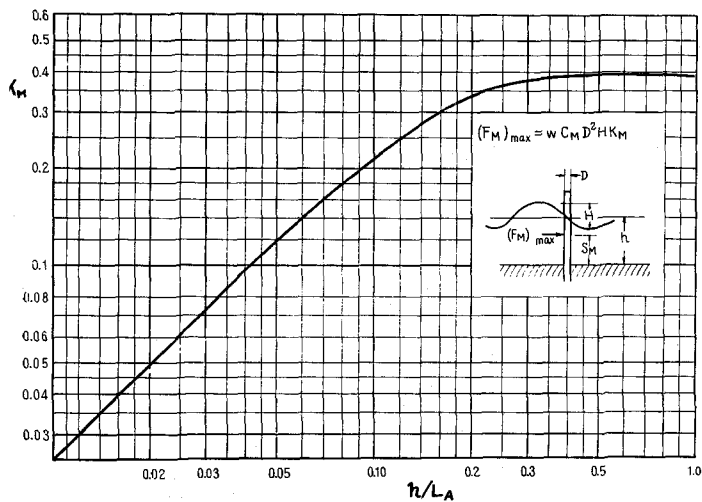


図-6 最大質量力（円柱）の算定係数 K_M

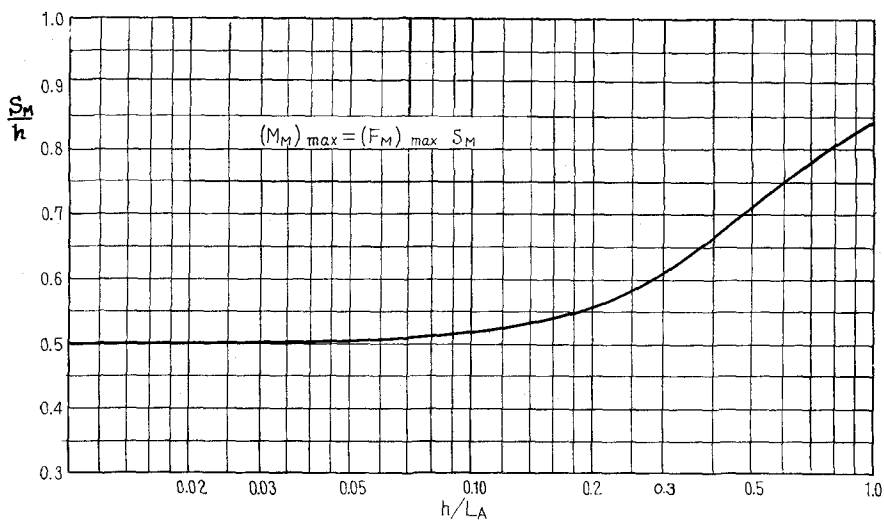


図-7 最大質量力の作用高 S_M/h

$$F_T = (F_D)_{max} \sin^2 \sigma t + (F_M)_{max} \cos \sigma t \quad \dots\dots\dots (10)$$

で表わされるから、その最大値が

$$\left. \begin{aligned} (F_T)_{max} &= (F_D)_{max} + (F_M)_{max}^2 / 4(F_D)_{max} \quad \dots\dots\dots \\ &\quad \text{ただし } 2(F_D)_{max} > (F_M)_{max} \\ &= (F_M)_{max} \quad \dots\dots\dots \\ &\quad \text{ただし } 2(F_D)_{max} \leq (F_M)_{max} \end{aligned} \right\} \dots\dots (11)$$

で求められ、モーメントについても同様の計算式で表わすことができる。図-8は、実測の波力モーメントの最大値を、同じく実測の抗力と質量力のモーメントから式(11)の方式で合成した値と

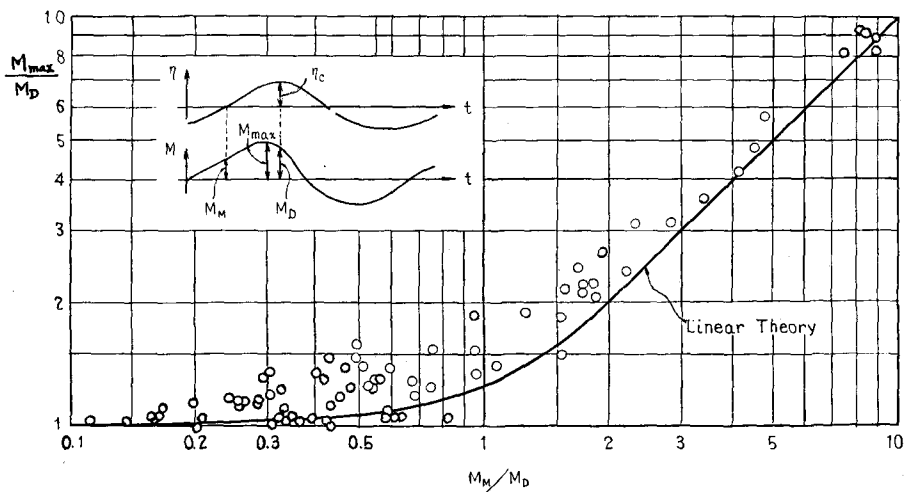


図-8 最大波力モーメントの測定値と合成値との比較

比較したもの⁶⁾である。実際には波の非線形性のために式(10)の近似は必ずしも十分でなく、また式(1)のように波力を抗力と質量力とに分離して考えることにも問題があるため、波力モーメントの最大値は式(11)による合成値よりも0～50%程度大きい。しかし誤差がこの程度であれば、むしろ式(11)の実用性を示すものと考えられる。

(2) 砕波による衝撃波力

a) 運動量理論による衝撃波力の解析

柱状構造物の設計においても、壁体の場合と同じように砕波による波力を考える必要がある。Hall²⁰⁾ および港研での実験に示されるように、海底勾配が急なときは強い衝撃力が働き、前節の砕けない波による波力をさらに上回る力が作用することになる。

こうした砕波による衝撃波力は、現象的には水上飛行機などの着水衝撃力と同一であり、運動量の急速変化に起因する力と考えられる^{21, 22)}。着水衝撃力の場合には、着水の瞬間に接触部分の水塊が急速に動き始めて運動量を獲得し、直柱に対する衝撃砕波力の場合には、直柱との衝突によって砕波前面の水塊の一部が前進を阻止されて運動量を失なう。この運動量の法則によって

$$F = \frac{d}{dt}(mu) \dots\dots\dots (12)$$

の力を必要とし、これが衝撃力として直柱や水上飛行機などに作用する。定常噴流の壁面圧力では速度 u の変化が運動量変化の主体であるが、衝撃波力の場合には前進を阻止される水塊の質量の増加が主体と考えることができる。

いま、図-9のような三角柱(頂角 2β)に水壁面が速度 u で衝突し、 t_1 時間後にQR線上に達するとしよう(図は真上から見たもの)。この場合の運動量を失なう水の質量としては、着水衝撃力の解析方法にしたがい幅 $\overline{QR}$ の平板の仮想質量で近似する。ただし、水は片側にしかないから、

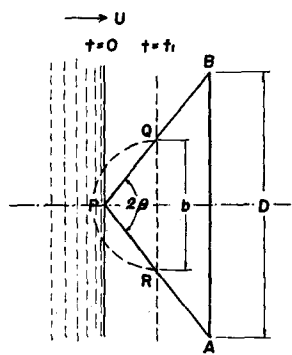


図-9 三角柱への水面衝突

$$m = \frac{\pi w}{8g} b^2 d_l \dots\dots\dots (13)$$

となり、 $b = 2ut \tan \beta$ の関係を用いると、直柱の長さ d_l の部分に働く衝撃力がつぎのように求められる。

$$dF = \frac{\pi w}{2g} u^2 D \frac{t}{\tau} \tan \beta d_l \quad \text{ここに} \left(\tau = \frac{D}{2u \tan \beta} : \text{衝撃力の作用時間} \right) \dots\dots (14)$$

直径 D の円柱の場合には $b = 2\sqrt{Dut - u^2 t^2}$ であるから、同様にして計算すると次式が得られる。

$$dF = \frac{\pi w}{2g} u^2 D \left(1 - \frac{t}{\tau} \right) d_l \quad \text{ここに} \left(\tau = \frac{D}{2u} : \text{衝撃力の作用時間} \right) \dots\dots\dots (15)$$

この最大値は $\beta = 45^\circ$ のときの三角柱と同一であるが、三角柱に対する衝撃力が次第に増加する三角型の波形であるのに対し、円柱では衝突の瞬間に最大となってその後次第に減少する逆三角型の波形である違いがある。

b) 直柱に働く衝撃砕波力の算定

直柱に働く全衝撃力を求めるには、砕波前面の形状とその運動速度を知らなければならない。しかし砕波の形状は波ごとに非常に変わるものであるから、複雑な関数表示をしてもそれが実際の現象を記述できる保証はない。むしろ単純なモデルを仮定し、係数を実験で定める方が現象の理解に役立つと思われる。この意味で、図-10のように波頂から $\lambda\eta_c$ の部分が直立した水の壁となって波速 C_B で前進する砕波モデルを考える。これにより三角柱および円柱に作用する衝撃砕波力がつぎのように求められる。

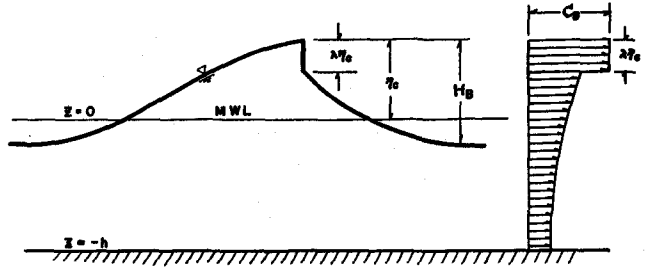


図-10 直柱に対する砕波モデル

三角柱：

$$F_I = wDH_B^2 K_B \lambda \tan \beta \frac{t}{\tau_B} \quad \left(\text{ただし } \tau_B = \frac{D}{2C_B \tan \beta} \right) \quad \dots\dots\dots (16)$$

円柱：

$$F_I = wDH_B^2 K_B \lambda \left(1 - \frac{t}{\tau_B}\right) \quad \left(\text{ただし } \tau_B = \frac{D}{2C_B} \right) \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここに

$$K_B = \frac{\pi C_B^2 \eta_c}{2 \rho H_B^2}$$

衝撃力係数 K_B は砕波限界の波の特性によって定まるもので、表-1の砕波指標を用いて計算した結果は、同表に示すように h/L_A の関数として 1.4～2.8 の値をとる。また、砕波巻き込み係数 λ は、砕波の巻き込みの強さを表す 1つのパラメーターで、衝撃砕波力の実験結果から逆算すると図-11のように h/L_A が小さいほど大きくなり、また海底勾配が急な方が大きな値を示す。これは、 h/L_A および海底勾配の変化によって砕波形式が崩れ波から巻き波に移行する傾向に対応している。図中の λ の値はかなりの幅に広がっているが、これは砕波現象のふらつきから見て止むを得ないものと思われる。

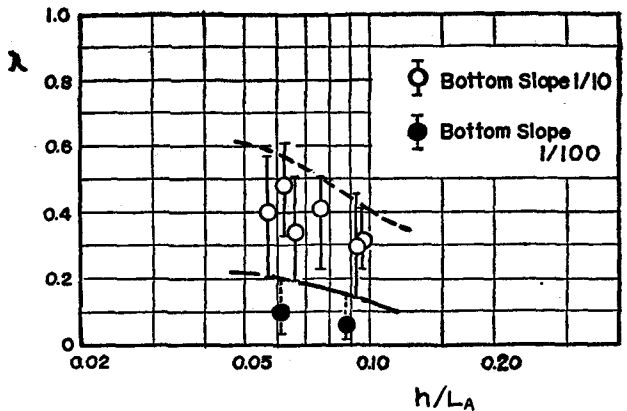


図-11 砕波巻き込み係数 λ

c) 衝撃砕波力の有効値

式(16)で半頂角 $\beta \rightarrow 90^\circ$ の極限として角柱を考えると、 $\tan \beta = \infty$ であるから無限に大きな衝撃力が作用することになる。しかし同時に作用時間が

$\tau_B = 0$ となるので、構造物に対する

波力の有効値としてはその最大値と作用時間とをあわせて考えなければならない。これは角柱ば

かりでなく三角柱や円柱の場合でも同じことで、一般に衝撃力の問題では構造物の動的応答を考慮する必要がある。応答特性としては利用目的によっていろいろの定義があるが、普通は衝撃力によって生ずる最大応力と、衝撃力の最大値に等しい静荷重が作用したときの応力との比 X_{max} をを考えるのがよい。

構造物を1自由度振動系（固有周期 T_n ）で近似できる場合は、三角柱、円柱、および角柱に働く衝撃碎波力に対する応答係数が図-12のように計算される。ただし角柱については見掛けの作用時間

$\tau_B = D/2C_B$ を用いたときの応答係数を示してある。なお衝撃応答の問題については文献²⁰⁾を参照されたい。

したがって、この衝撃応答係数を用いて、衝撃碎波力の有効値はつぎのように表わされる。

三角柱 : $(F_I)_e = wDH_B^2 K_B \lambda X_{max} \tan \beta$ (19)

円柱および角柱 : $(F_I)_e = wDH_B^2 K_B \lambda X_{max}$ (20)

衝撃碎波力の実験においても、測定される値は式(16)、(17)の最大値ではなく、測定系の衝撃応答係数を乗じた式(19)、(20)の有効衝撃碎波力である。したがって、衝撃碎波力そのものは同一であっても測定系の固有周期が異なれば、波力の測定値は変化する。図-13、14はその例で、10割勾配の斜面上で同一の碎波（ $T = 1.93 \text{ sec}$ 、 $H_B = 20 \text{ cm}$ 、 $h_B = 17 \text{ cm}$ ）を模型円柱（ $D = 4.2$ 、 7.6 cm ）および三角柱（ $D = 7.1 \text{ cm}$ 、 $\beta = 45^\circ$ ）に作用させたときの波力の測定結果²⁰⁾である。この実験では、模型杭の重量（中空および鉛詰）ならびに波力測定アームの剛度を変えて、測定系の固有振動数を13～93%に変化させてある。図中の曲線は種々の λ の値に対する λX_{max} の値を示している。円柱と三角柱とで λ の値に若干の差が見られるが、測定波力の傾向は衝撃応答係数によって十分説明されている。このことは、三角柱に働く衝撃碎波力が0から最大値まで直線的に増加する型の三角荷重であり、円柱に働く衝撃碎波力が衝突の瞬間に最大となる型の三角荷重であること（式(16)、(17)）を間接的に証明している。前出の図-11の碎波巻き込み係数 λ は、模型円柱について図-13のような実験操作を各種の波に対しておこなって決定したものである。

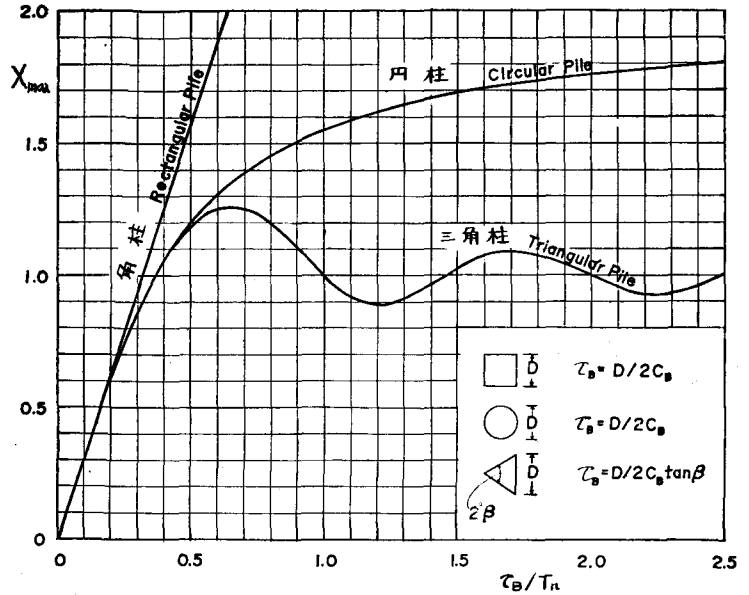


図-12 各種の直柱に対する衝撃応答係数

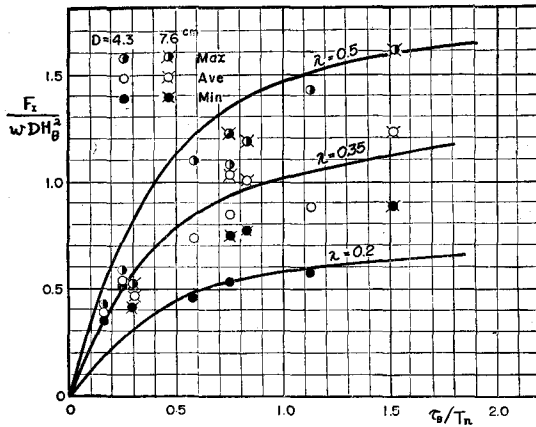


図-13 測定系の振動特性による衝撃碎波力の変化 -円柱-

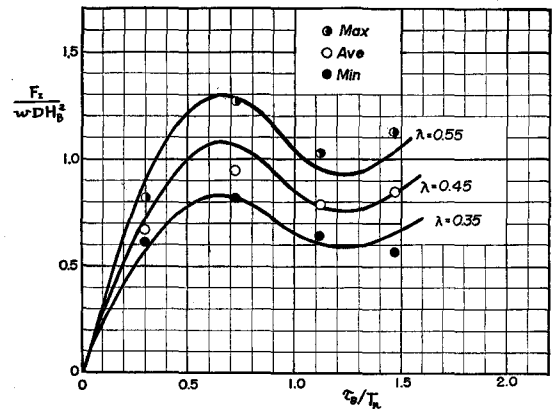


図-14 測定系の振動特性による衝撃碎波力の変化 -三角柱-

(3) 直柱に作用する最大波力および限界設計波高

前節に述べた衝撃碎波力は、 $\lambda \eta_c$ の直立部分の衝突による衝撃力を与えるもので、全波力としては衝突直前から作用している抗力および質量力を加えなければならない。

今、衝突直前までの波形を $\eta = \eta_c \sin \sigma t$ で表わすと、抗力および質量力は式(10)のようにそれぞれ $(F_D)_{max} \sin^2 \sigma t$ および $(F_M)_{max} \cos \sigma t$ で表わされる。衝突直前の水位は $\eta = (1-\lambda)\eta_c$ であるから、衝突時刻を t_0 とすると、 $\sin \sigma t_0 = 1-\lambda$ である。したがって、式(6)、(7)を用いると、衝突時の抗力、質量力はそれぞれ次式で与えられる。

$$(F_D)_B = w C_D D H_B^2 (K_D)_B (1-\lambda)^2 \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$(F_M)_B = w C_M D^2 H_B^2 K_M \sqrt{1-(1-\lambda)^2} \quad \dots\dots\dots (22)$$

直柱に碎波が作用するときの最大波力は式(21)、(22)と式(19)または(20)の3つの力の和として求められる。ただし図-6の K_M は円柱に対する値であるから、三角柱や角柱の場合は断面積分だけの補正を必要とする。

式(19)~(22)で直柱に作用する最大波力を求める場合の最大の問題は、設計に用いる碎波高 H_B である。すでに光易²⁴⁾は、壁面に働く碎波圧が碎波水深よりもやや浅い所で最大値を示すことを指摘している。前述の実験²¹⁾においても、この傾向は明らかに認められた。このことは、構造物の設置水深における碎波の波高よりも、さらに大きな波高(やや沖で碎ける波)を設計対象としなければならないことを意味する。

したがって、所定的水深において最大の波力を与える波高を「限界設計波高」 H_{BM} と仮称し、光易および前述の実験から H_{BM}/h の比を求めて、これを h/L_A に対してプロットしたのが図-15である。このような整理方法を前提とした実験が少ないのでデータの数が不十分であるが、限界設計波高の大略の値はこれでうかがえることができる。すなわち、海底勾配 1/10 では H_{BM}/h が最大 1.5 となり、水深に比べて極めて大きな波高を設計対象にとる必要が生ずる。しかし、海底勾配

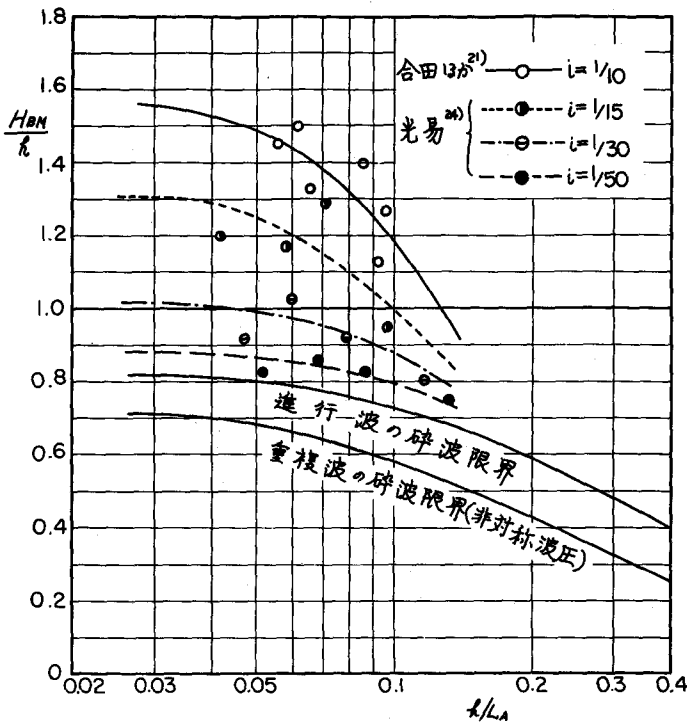


図-15 限界設計波高 H_{BM} と碎波限界

が $1/15$ 、 $1/30$ 、 $1/50$ と緩やかになるにつれ、この値は 1.3 、 1.0 、 0.9 と減少し、海底勾配が $1/100$ では図に示した進行波の碎波限界(表-1記載)とほとんど差がなくなるものと推定される。なお、この図に示した重複波の碎波限界は、後出の図-19の非対称波圧の出現限界を再プロットしたものである。

本稿の方式を構造物設計に応用する上でのもう一つの問題点は、構造物の固有振動数の算定である。鋼管部材の曲げ応力度などに関しては、片持梁などの振動として振動数を計算することができる。しかし、灯台などのように本体の強度よりも岩盤へ埋め込むアンカーボルトの引き抜き抵抗が問題のときは、それ自体が新しい問題である。

伊藤^{2,20}が論じているように、構造

物の設計、施工の立場からは、波力の算定ばかりでなく、波力による構造物全体ならびに部材の挙動をも含め、バランスのとれた考察を推し進めることが必要なのである。

3 壁体に働く波力

(1) 重複波の波圧

a) 重複波の波圧の理論計算

直立壁に作用する重複波の波圧は、波力の問題の中では理論的な取り扱いが厳密な意味で可能な唯一のものである。これは重複波の現象が水の粘性や圧縮性に影響されない完全流体の現象であるため、前節のような実験的係数を必要としない。また、碎波のような不連続現象でないから、運動の最初から最後まで速度ポテンシャルで記述することができる。

重複波の現象が理論的に解明可能といっても、波の問題では表面条件が非線型であるから厳密解を求めることは不可能で、近似解で満足しなければならない。この第1次近似解は、微小振幅波理論の次式である。

$$\phi(x, z, t) = -\frac{g}{k} H \cos kx \sin \omega t \cosh k(h+Z) / \sinh kh \quad \dots\dots\dots (23)$$

$$\eta(x, t) = H \cos kx \sin \omega t \quad \dots\dots\dots (24)$$

$$p(x, z, t) = \rho g H \cos kx \sin \omega t \cosh k(h+z) / \cosh kh \quad \dots\dots\dots (25)$$

ここで、 ϕ は速度ポテンシャル、 η は波形、 p は波圧である。また、 $\sigma = 2\pi/T$ 、 $k = 2\pi/L$ で、 T と L は周期および波長である。

式(23)~(25)による近似は、波高が大きいたまは精度が悪く、波形や波圧の時間的变化など実際と食い違いを生ずる。しかし波圧合力の最大値についてだけ見れば、後述の図-20から明らかのように誤差は±40%（ただし深海波を除く）であり、砕波限界近くでは±20%以下である。

近似精度を高めるには、速度ポテンシャル、波形および角振動数を微小量 ε （第1次近似において $\varepsilon = kH$ ）のべき級数に展開し、各次数ごとに解いてゆく摂動法（Perturbation Method）の手法が用いられる。この方法で第4次項まで計算し、ベルヌーイの一般式から波圧を計算した結果²³⁾では、波形および壁面圧力がつぎのような形に表わされる。ただし時間の起点は式(23)~(25)と $\pi/2$ だけずれている。

$$\eta(x, t) = \frac{1}{k} \sum_{m=0}^4 \sum_{n=1}^4 a_{m,n} \cos m\sigma t \cos nkx \quad \dots\dots\dots (26)$$

$$p(0, z, t) = \frac{w}{k} \sum_{m=0}^4 \sum_{n=1}^4 \gamma_{m,n} \cos m\sigma t \cosh nk(h+z) \quad \dots\dots\dots (27)$$

（ただし、 $0 < z < \eta$ の範囲では $-wz$ を加える。）

ここで、 $a_{m,n}$ および $\gamma_{m,n}$ は ε に関して表-2のような構造を持つ。この係数の詳細およびその計算については文献²³⁾を参照されたい。

表-2 $a_{m,n}$ および $\gamma_{m,n}$ の構成

$\begin{smallmatrix} n \\ m \end{smallmatrix}$	0	1	2	3	4
0	$\varepsilon^2, \varepsilon^4$	0	$\varepsilon^2, \varepsilon^4$	0	ε^4
1	0	$\varepsilon, \varepsilon^3$	0	ε^3	0
2	$\varepsilon^2, \varepsilon^4$	0	$\varepsilon^2, \varepsilon^4$	0	ε^4
3	0	$\varepsilon, \varepsilon^3$	0	ε^3	0
4	ε^4	0	ε^4	0	ε^4

このような第4次項までの計算をおこなっても、 $z = \eta$ の表面における圧力一定および連続の条件は完全には満足されずに残差を伴う。この残差は、波高の比較的小さい範囲では近似の次数を高めるにつれて減少するが、波高が大きくなると式(23)~(25)の第1次近似解の方が残差が小さい場合も起り得る。いずれにしても波圧計算においてはこの残差を補正

することが必要である。この補正方法としては、残差の影響が表面ばかりでなく水底にまで及んでいる筈であるから、 $t = 0$ の水位最大のときの式(27)の圧力分布（ $-wz$ の補正はおこなわないもの）の形で比例配分するのが一番分り易い。すなわち、各時刻ごとの $z = \eta(0, t)$ における圧力の残差を $\Delta p(t)$ とすると、補正圧力は、

$$p'(0, z, t) = p(0, z, t) - \Delta p(t) \times \frac{p(0, z, 0)}{p(0, \eta, 0)} \quad \dots\dots\dots (28)$$

となる。この表面圧力の補正をおこなった理論解を修正第4次近似解と呼んでおく。以下に理論値として示す波圧は、すべて式(28)による圧力である。ただし、波形については特に補正をおこなわない。

b) 実験結果との比較および双峯型波圧の出現限界

このようにして求めた重複波の理論値は、図-16、17の例のように実験値と良く一致する。波形、波圧とも、最大値や最小値ばかりでなく、その時間的变化も理論曲線と良く表わされている。また図-18は波頂高の理論値と実験値の比較である。Sainflou 公式による波頂上昇高は、深海

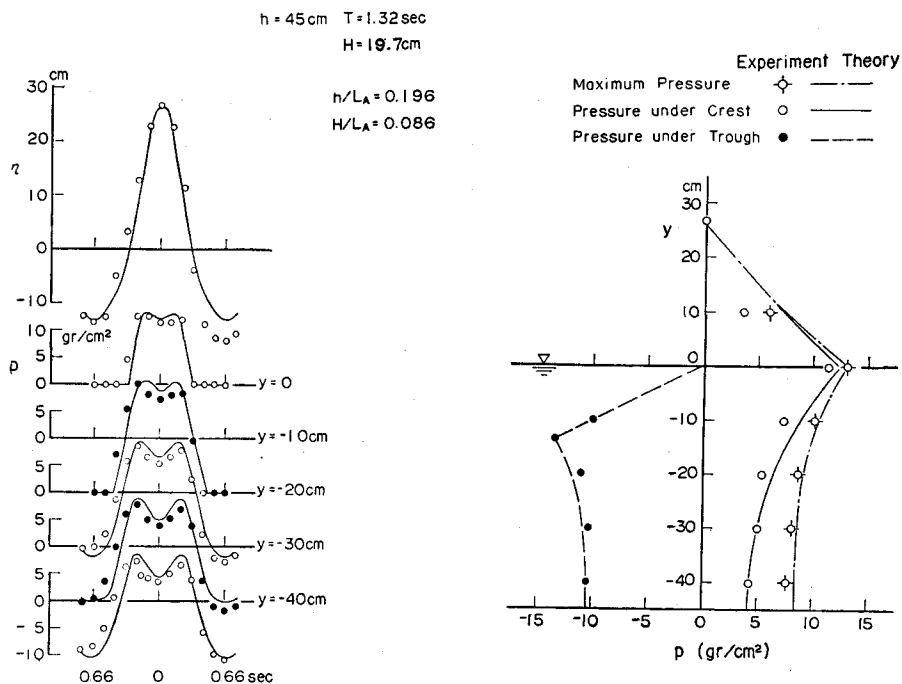


図-16 重複波圧の測定例 (1)

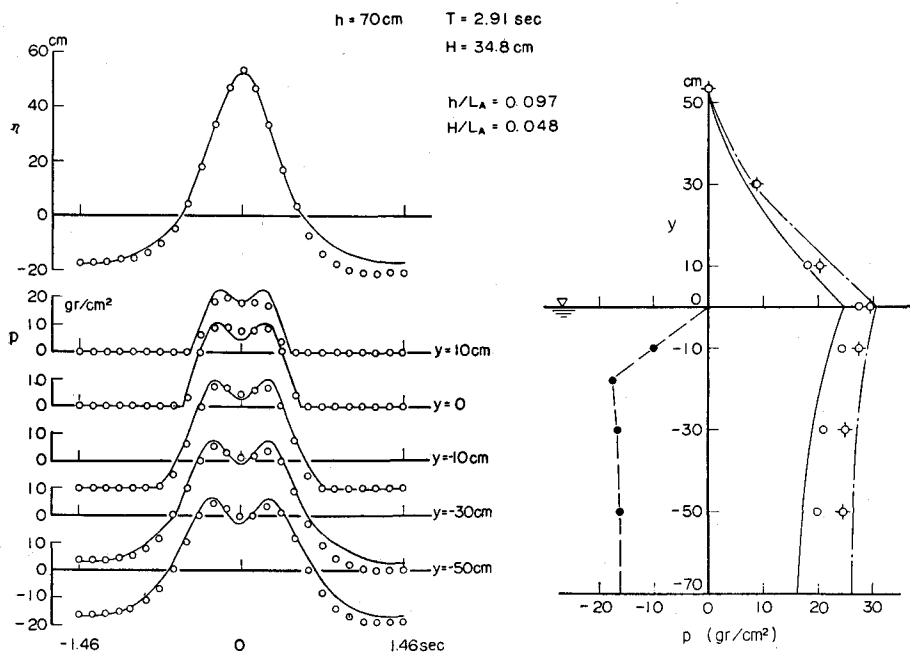


図-17 重複波圧の測定例 (2)

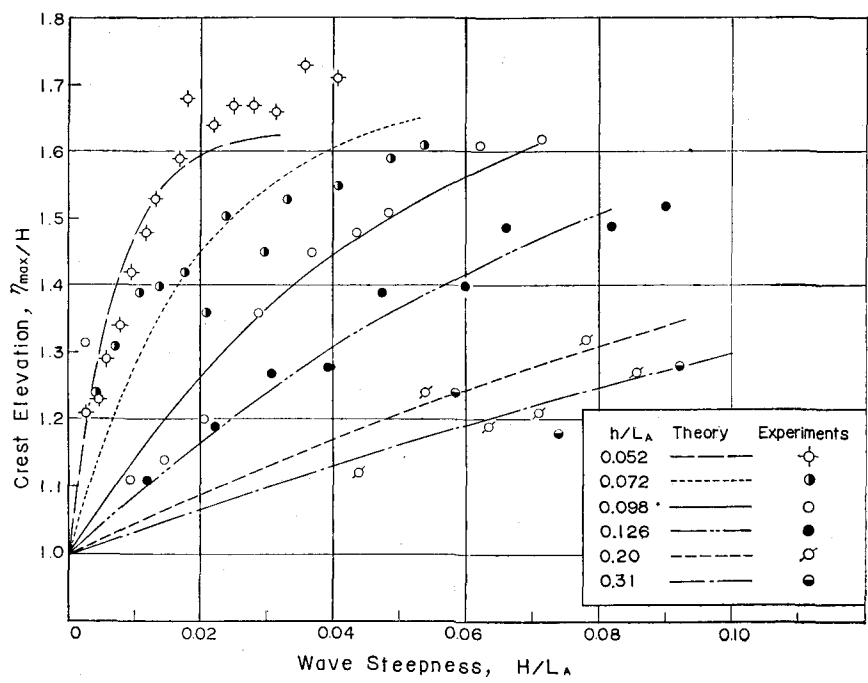


図-18 重複波の最大水位上昇高 η_{max}/H

波に近い波ではこの図の結果にはほぼ一致するが、水深波長比が小さくなるにつれて実際よりも低い値を与える。

図-16、17の波圧波形では、波圧の最大値は $t=0$ ではなく、その前後に2つのピークとして現われている。こうした双峯型波圧は、波高がある程度大きくなれば必ず見られるもので、その発生限界は図-19で表わせる。一般に双峯型の波圧波形は水底から先に現われ、特に深海波の領

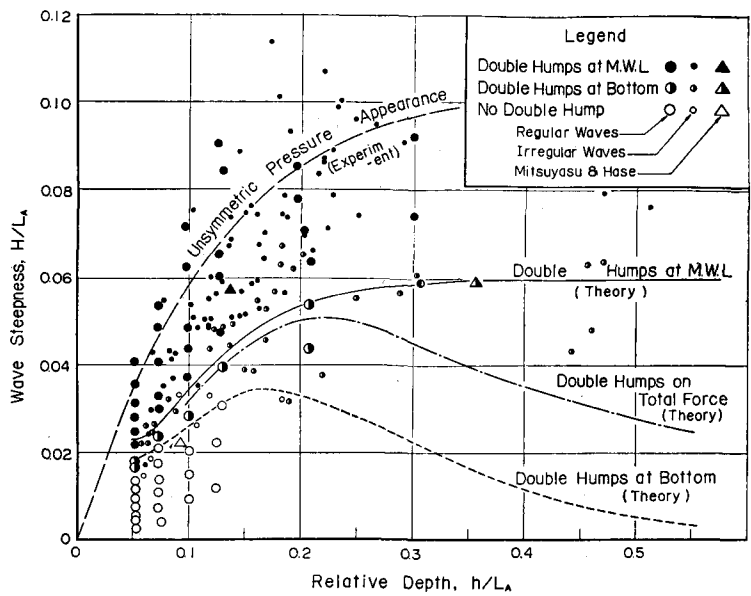


図-19 双峯型波圧の出現限界

域では式(24)の基本振動波圧が減衰して消滅するような水底にも、かなりの強さの高調波周波数の波圧振動が存在する。こうした双峯型波圧の物理的な発生原因は不明であるが、波高の大きな重複波に特有な現象と考えられる。波高がさらに大きくなると、前の波圧ピークが後の波圧ピークよりも高い非対称な形となり、それがさらに進むと鋭い衝撃圧力とそれに続く腰掛部圧力を持つ碎波圧に移行する。

この双峯波圧が非対称となる限界は図中に破線で示すとおりで、これはまた H_B/h の形で図-15にも示してある。重複波理論の適用限界はこの付近までと考えられるが、この限界を越えたからといって波圧が急変する訳ではなく、強い衝撃碎波圧を生ずるのは図-15の進行波の碎波限界を越えてからである。したがって、海底勾配が緩やかな場合および h/L が大きい場合には、光易の実験²⁴⁾にも示されるように、強い衝撃碎波圧が発生するとは考えられない。

重複波においては、最大波圧強度が衝水面の位置で発生する。この最大波圧強度は図-20のようになり、 h/L_A および H/L_A が共に小さい波を除いては一般に $1.0 wH$ よりも小さい。

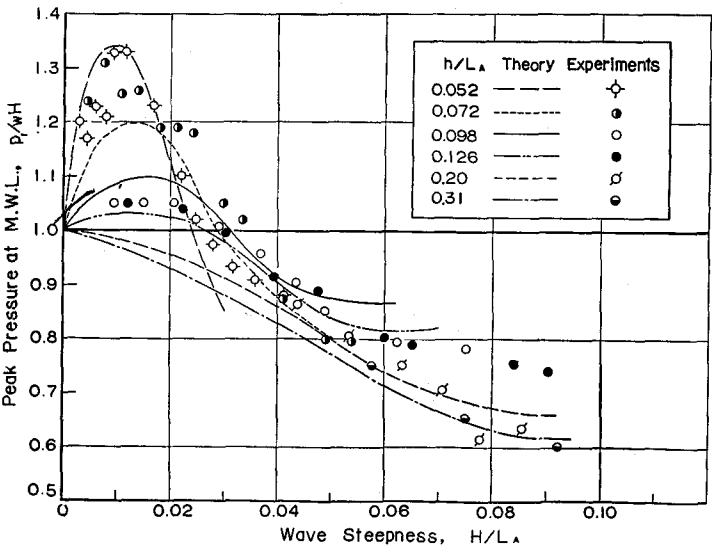


図-20 静水面における最大波圧強度 p_1/wH

Sainflouの簡略公式では静水面における最大波圧強度が $(1.0 \sim 1.1) wH$ であるから、波高がある程度以上大きな波については Sainflouの簡略公式は大きめの値を与える。なお、図-20のうち上述の双峯型波圧が現われている域については、水位が図-18の最高水位に達するよりも前の時刻に最大波圧となっており、したがってそのときの水位はかなり低いことに注意されたい。

c) 重複波の波圧合力

重複波の波圧が現実の問題となるのは、防波堤ケーソンの安定の問題などのときである。実際のケーソン壁面に働いている圧力は、式(24)、(27)などの圧力そのものではなく、これに $-wz$ が加った水中圧力である。式(24)、(27)などの圧力が、ケーソン全体に働く波圧として取り扱えるのは、ケーソンの背面から静水圧が作用している前提があるためで、若しケーソン背後の水位が低くなれば、その水圧減少分だけ岸向きの合圧力が増加することになる。延長100m程度の島堤式の防波堤の中央部付近に比較的災害が多いのは、両端からの回折波の谷が背面中央部付近に達した頃、つぎの波の山が前面に作用して大きな波力を及ぼす結果になるためではないかと思われる。

もっともこうした水位差の影響は別途に考えれば良いから、背後は静水圧が作用しているものとして式(24)で波圧合力の最大値およびその作用点の水底からの高さを計算したのが図-21、22である。両図とも、右側は波の山が作用したときの岸向きの最大波力、左側は波の谷が作用したときの沖向きの最大波力を示している。 $H \rightarrow 0$ の極限では岸向き、沖向きともに式(24)の微小振幅波

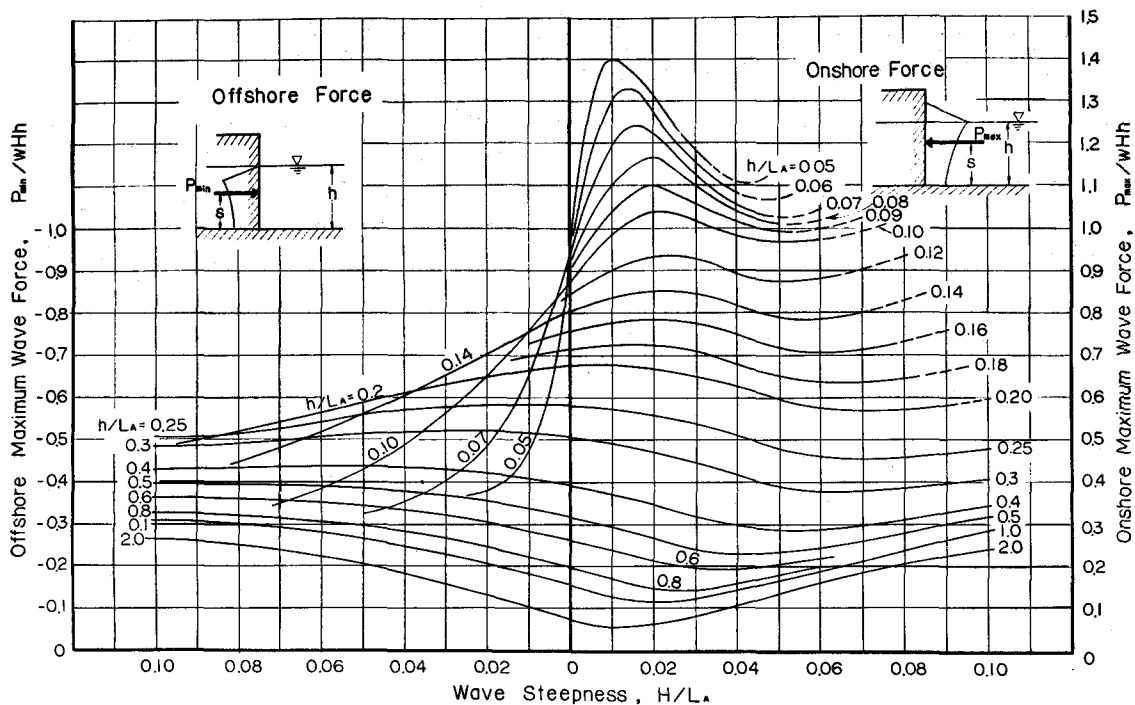


図-2.1 重複波による最大波力 P_{max}/whh の算定図

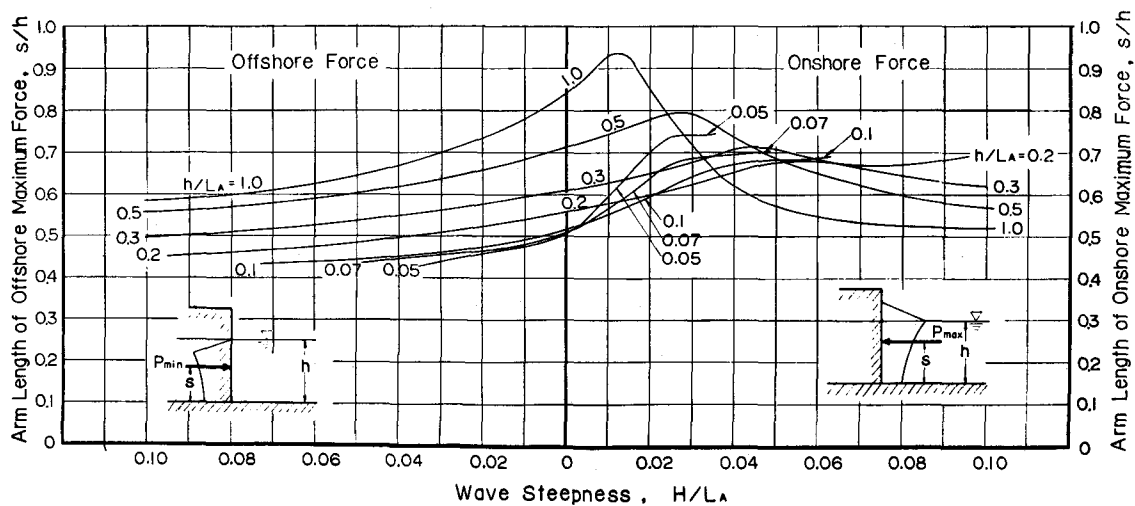


図-2.2 最大波力の作用点の高さ s/h の算定図

の式から求めた値に一致する。波圧合力は P/whh の形で示してあるから、 h/L_A が与えられれば図から直ちに最大波力およびそのモーメントを求めることができる。なお、波高の大きな部分については、実験値による一部の補正をおこなって破線で示してある。

図-21で注意すべき点は、水深波長比 h/L_A が約 0.25 よりも大きな深海波およびこれに近い波では、波の山における岸向きの最大波力よりも波の谷における沖向きの最大波力の方が大き

いことである。この h/L_A の条件は、水深 15m では周期約 7 秒以下の短周期の波に対応する。また、こうした深海波に近い波の最大波力は、微小振幅波としての値よりも相当に大きい。たとえば、微小振幅波としての値よりも相当に大きい。たとえば $h/L_A = 1.0$ 、 $H/L_A = 0.10$ では、微小振幅波理論では $P/wHh = 0.157$ であるのに対し、岸向きに $P/wHh = 0.29$ 、沖向きに 0.31 と約 2 倍である。

以上に述べた修正第 4 次近似解の波圧式を実際の問題に応用するには、二、三の問題を検討しておく必要がある。その第 1 は波の不規則性の問題であり、第 2 は混成堤マウンドの影響および天端高が低い場合の波圧のとりかたである。まず第 1 の問題について実験的に検討した結果では、重複波の適用限界内では波の不規則性の影響は見られず、1 波ずつ独立な波として波圧を計算した結果と一致する²⁰。もっとも不規則波の場合は、波高を谷から山ととるか、あるいは山から谷までとするかによってその値が異なるため、実験値のばらつきが大きくなるのは避けられない。

波の不規則性が重複波圧に影響しないことは、図 - 21 を使うときは計算波高として $H_{1/3}$ や $H_{1/10}$ ではなく、 H_{max} を使うべきであることを意味する。すなわち、不規則波についてもその波圧は 1 波ずつ独立な波としての値をとるのであるから、最大波力は最大波高 H_{max} によって生ずると考えて良い。防波堤ケーソンなどは最大の波力に対しても安全ように設計・施工するのが原則であるから、波力の算出にあたっては最大波高 H_{max} を用いなければならないことになる。実用公式として用いられている Sainflou 簡略公式では、浅海領域の波高の小さな波を除いては実際よりも大きめの値を与える。すなわち安全側の誤差を含んでいるので、 $H_{1/10}$ 程度を用いれば H_{max} に対してもほぼ安全である。しかし今回の修正第 4 次近似解は、前述のように波圧の算定精度が高く、公式自身の安全率がないので H_{max} を用いなければ危険である。

第 2 の防波堤の形状の影響については、系統的な実験をおこなっていないのではっきりしたことはいえないが、加川ほか²⁰の実験における比較的マウンドの低い場合について比較してみた結果では、マウンド上の水深を用いて式(20)、図 - 21 で計算した値とほぼ一致する。一般にマウンドの天端が高くなるにつれて碎波が生じ易くなり、波圧強度が増大することは実験的に認められる。この傾向を考えると、混成防波堤に式(20)、図 - 21 の結果を応用するには、まず法先水深からマウンド上の堤脚水深の減少に対応する波高増幅率（微小振幅波理論による）で波高を補正し、水深として堤脚水深を用いれば、マウンドの高い場合を除きある程度妥当な結果が得られるのではないと思われる。

また、防波堤の天端高が低くて部分的な越波を生ずる場合の波圧合力のとりかたとしては、現行設計法を準用して、図 - 21 の最大波力時の波圧分布から天端以上の波圧を差し引くことが考えられる。このための図表が図 - 23、24 で、図 - 23 は波圧合力が最大となる時刻の水面上昇量、図 - 24 は同じくそのときの静水面波圧である。波圧分布は静水面の p_1^* から $z = \eta^*$ の 0 まで直線で結べばよい。図 - 15 の一点鎖線で示す波圧合力が双峯型波形を示す波については、水位、波圧とも図 - 18、20 の値よりもかなり小さくなっていることに注意されたい。

d) 斜め重複波の波圧

前項まではすべて波が壁体に直角に入射する場合を取り扱ったものである。波が壁体に斜めに入射する場合については、浜田²⁸が第 2 次近似解の計算をおこなっている。この計算式から、波頂高 η_{max} および静水面の最大波圧強度 p_1 が入射角 θ によってどのように影響されるかを求め

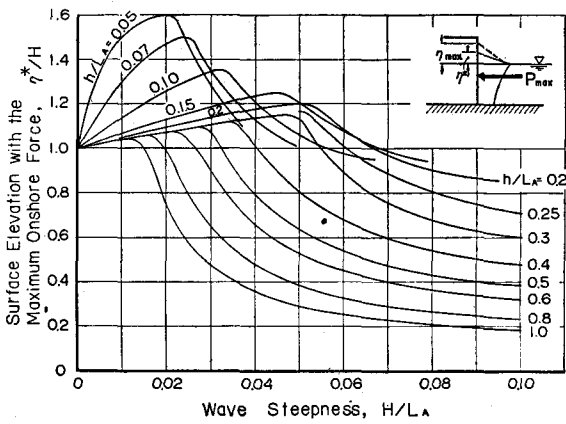


図-23 最大波力時の水面上昇量 η^*/H

てみると、 η_{max} および p_1 は同一の係数 Δ_θ によってつぎのように表わされる。

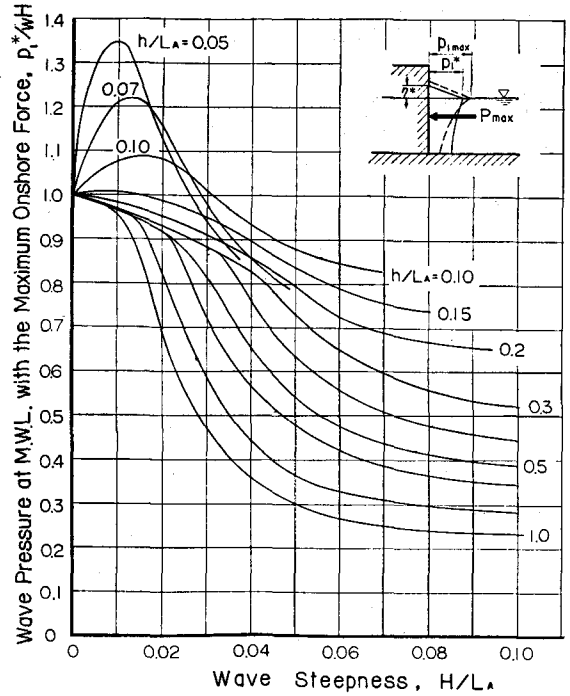


図-24 最大波力時の静水面波圧 p_1^*/wH

$$\left(\frac{\eta_{max}}{H}\right)_\theta = \left(\frac{\eta_{max}}{H}\right)_{\theta=0} + \Delta_\theta \cdot \frac{H}{L} \dots\dots\dots (29)$$

$$\left(\frac{p_1}{wH}\right)_\theta = \left(\frac{p_1}{wH}\right)_{\theta=0} + \Delta_\theta \cdot \frac{H}{L} \dots\dots\dots (30)$$

ここに

$$\Delta_\theta = \frac{\pi}{2} \left[\cos 2\theta \coth kh - \frac{3 \tanh kh + (2 \cos \theta - 1) \coth kh}{2 - \sin \theta \coth kh \tanh (2 k \sin \theta \cdot h)} \right] \dots\dots\dots (31)$$

この入射角の影響を示す係数 Δ_θ を計算してみると、図-25のように浅海波が平行に近い角度で入射する場合を除いては負の値である。すなわち、斜め入射の場合は一般に波頂が低下し、波の山における波圧強度も減少する。また、入射角の影響がもっとも強く表われるのは $\theta = 60 \sim 70^\circ$ の場合である。こうした波頂高および最大波圧強度の減少は、そのまま波の谷における水位低下量および冲向き波圧強度の増加となるので、波が入射角を持つ場合は直角入射の場合よりも冲向きの強い波力を生ずる可能性が多い。

式(29)、(30)では、斜め入射の影響が H/L に比例する形で表わされている。これは計算が第2次近似までのため、さらに高次の項まで計算が進められれば、 H/L の多項式として表わされる。また式(29)、(30)において $\theta = 0$ の項は同じく第2次近似までの値であるが、波頂高に関しては $(\eta_{max})_{\theta=0}$ として図-18の値を用い、これに対する入射角補正として式(29)を用いればよいであろう。計算をおこなえば明かなように、 $h/L \geq 0.3$ では $\theta = 50 \sim 90^\circ$ で $\eta_{max}/H \sim 1.0$ となり

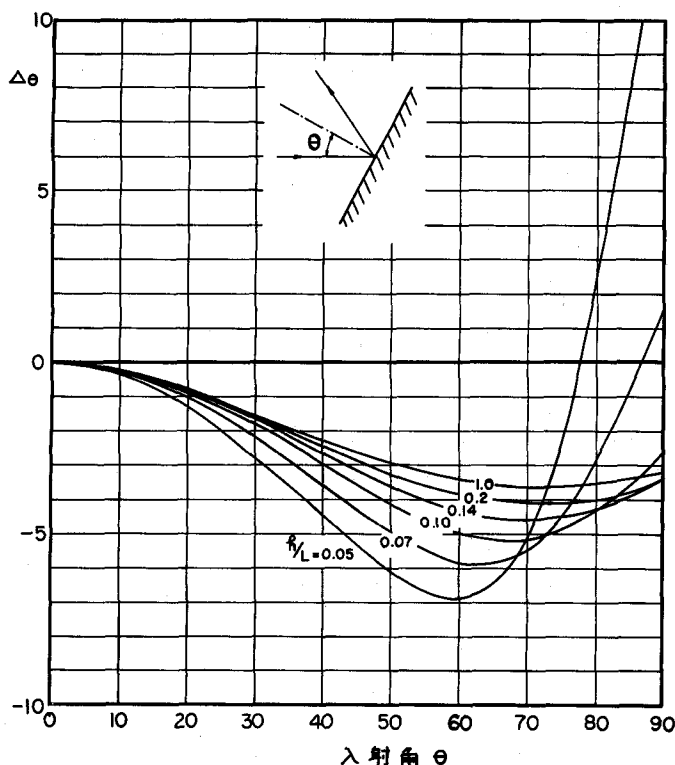


図-25 斜め重複波の水位および波圧強度の補正係数 $\Delta\theta$

きな大きさである。Bagnold³⁰⁾はこれに対して、砕波の前面と直立壁との間にはさみ込まれた空気塊の断熱圧縮説を提唱したが、これに対する異論³¹⁾もあり、また Bagnold の説を支持する積極的なデータもないままに過ぎてきた。

空気圧縮説によれば、最大圧力は空気塊がもっとも圧縮されたとき(ただし消滅はしない)に発生するから、その瞬間には波圧計前面はまだ水に濡れていない筈である。図-26はこの点を検討するためにおこなった実験³¹⁾の結果で、縦軸は最大波圧強度、横軸は波圧計前面の電気接点(中心から3mm前)に水面が接触してから波圧がピークに達するまでの時間である。波速は約1.5m/secなので、空気塊の圧縮によって波面の進行が遅らされなければ、水面接触から2msec後に波面が波圧計に接触する筈である。いいかえれば、 $\Delta\tau < 2\text{msec}$ であれば、波圧のピーク時には波圧計には水面がまだ接触していないのであり、空気層が存在すると見なければならぬ。図-26を見れば明らかなように、実験値の

微小振幅波理論の結果とほとんど同じになる。ただし波圧に関しては双峯型波圧の問題もあって扱いが面倒である。さらに高次の理論解が求められるまでは、斜め入射の効果を考えずに図-21~24を用いておくのが良いと思われる。

(2) 砕波による衝撃波力

- a) 衝撃砕波圧の現象は波力の問題の中でももっとも議論のやかましい所であり、Dieppe 港での現場観測や Bagnold の室内実験をはじめとして多数の研究が進められている^{1, 29)}。衝撃砕波圧の現象で何よりも不明なのはその発生機構である。最大波圧強度を $p = \alpha w H$ の形に表わすとき、 α の値は200以上(広井公式では1.5)にも達することがあり、定常噴流としてなどではとうてい説明で

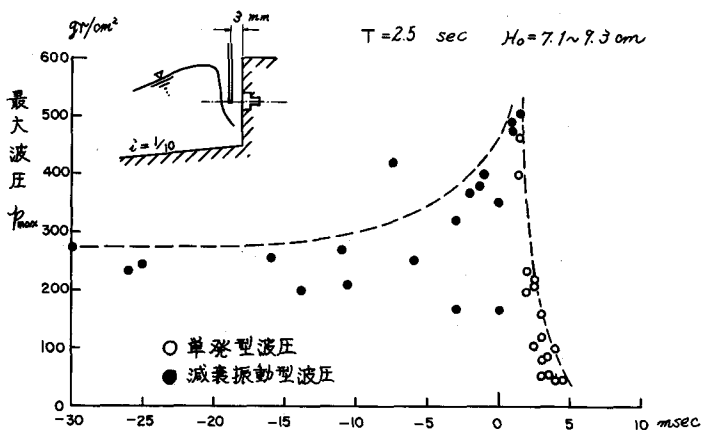


図-26 衝撃砕波圧のピーク時における砕波前面の位置

大半は $\Delta\tau < 2 \text{ msec}$ であり、早いものでは水面接触の 20 msec 以上も前に波圧のピークが生じている。したがって、衝撃砕波圧の大半は空気層の圧縮を伴なうことが結論される。また $\Delta\tau = 2 \sim 5 \text{ msec}$ の場合でも波圧の立ち立ちは水面接触の前に始まっており、空気層の圧縮によって波面の進行が遅延したために $\Delta\tau > 2 \text{ msec}$ となったものと考えられ、やはり空気層が存在するものと見られる。

なお図の黒丸はピークの後に減衰振動を伴う波圧波形のもので、光易³⁹⁾ はこれを空気塊の部分的放出によるものとして説明している。また図の白丸は減衰振動を伴わない型のもので、この両者が $\Delta\tau \approx 1.5 \text{ msec}$ を境界として分れていることは、空気層のはさみ込まれたかたがやや異なることを示唆している。

以上のように衝撃砕波圧の現象が空気塊の圧縮を伴うことは間違いないと思われるが、このことは衝撃砕波圧の異常に高い圧力が空気層の存在のために発生するというのではなく、むしろ *air cushion* の語が Bagnold によって使われているように、本来はさらに高い圧力（水の弾性圧縮力）が発生すべきものが空気層のはさみ込みによって緩和され、その緩和の程度がはさみ込まれた空気塊の初期厚力によって定まる、と考えられる。この初期厚力は、Bagnold の衝撃波圧に対する式、

$$p_{max} = 2.7 \rho U^2 K/D \dots\dots\dots (32)$$

から逆算すると、模型でも $1 \sim 20 \text{ mm}$ 、Dieppe 港の観測例の場合でも 10 cm 程度で極めて薄いものである。したがって異常な高圧力の場合には、局部的に円形の空気薄膜が各所で壁前面に押しつけられるものと想像される。 $p_{max} / \rho g H_0 \geq 20$ では衝撃砕波圧の空間的変動性が非常に強くなるとの光易の報告³⁹⁾ は、この推測を裏付けるものである。

b) 運動量理論による衝撃砕波力の算定

Bagnold の導いた式(32)は、空気層の圧縮が単位面積当たり ρUK の水塊の前進運動量によって引き起されとの前提に基づいている。すなわち、直柱の衝撃波力の問題では図-9の直径QRの円形部分の水塊が前進運動量を失うと考えたように、Bagnold は厚さKの水塊部分が運動量を失うものと考えた（厚さKの鉛直分布については触れていない）。これは厚さKの水塊部分だけが運動量を失なってその背後は全く失なわないというのではなく、仮想質量の概念に見るように $X = 0$ から ∞ までの連続的な速度変化が、便宜的に $X = 0$ からKまでの有限部分の一樣な速度変化におきかえられるということである。

このKの値としてBagnold は $0.2 H$ を提唱したが、林ほか³⁹⁾ はその後のDenny, Rossや自分達のデータを検討して $K = 0.33 H$ が適当であり、この厚さが $z = -H/2$ から $H/2$ まで分布すると見積った。したがって、壁体の単位幅あたりに働く総運動量としては $0.33 \rho U H^2$ である（後述の理論、式(35)では $0.39 \rho U k^2 H^2$ ）。こうしたKの値は衝撃砕波圧の時間積分値から求めたもので、波圧の最大値が $p_{max} = (1 \sim 200) w H$ と変動するのに比べて、その変動性が極めて小さい特徴がある。すなわち力積一定である。

この力積一定の関係に着目して、つぎのような砕波モデルによる衝撃波力の解析を考えてみよう。壁体に働く衝撃砕波の場合は、壁体の存在によって戻り流れを生じ、砕波前面の形状も進行波としての砕波とは異なるから、図-10のモデルでは不適當である。そこで、図-27のように高

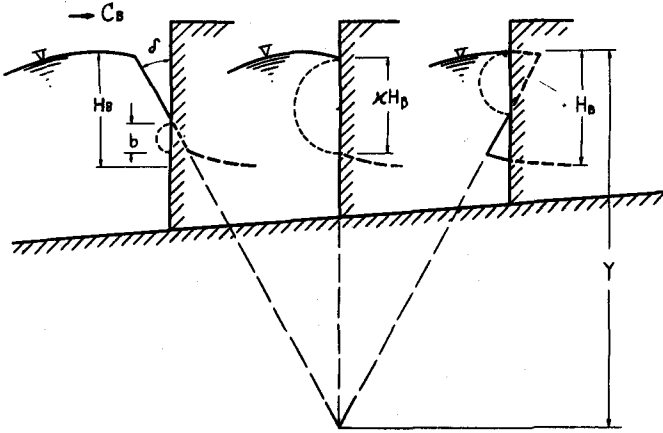


図-27 壁体に対する碎波モデル

さ kH_B の部分が直線状の壁面を形成し、これが碎波の速度 C_B で前進とともに次第に前傾するモデルを考える。図-10の場合と同じく、これが碎波の形状を正しく表現しているというのではなく、問題の本質を把握するための一つのモデルとして考察を進める。

この直線部の下端 ($\delta > 0$ の場合) または上端 ($\delta < 0$ の場合) が壁面に接触する瞬間を $t = 0$ とすると、任意時刻における接触幅

は $b = C_B t \cot \delta$ で表わされるから、式(13)の仮想質量を用いると、式(12)の関係によって単位幅あたりの衝撃碎波力がつぎのように計算される。

$$p = \frac{\pi w}{4g} C_B^2 k H_B \cot \delta \frac{t}{\tau_B} \quad (\text{ただし、} \tau_B = \frac{k H_B}{C_B \cot \delta} : \text{衝撃力の作用時間})$$

..... (33)

これは三角柱に対する式(10)と同じ型の三角荷重で、 kH_B の直線部分が接触し終ったときに最大の波力を生ずる。なお、波面が前傾した場合 ($\delta < 0$) は $\cot \delta$ の絶対値を用いる。式(33)では波力の最大値が $\cot \delta$ に比例するから、 δ が僅かに違っても衝撃力の値は大きく変動する。また、直線部と見なせる碎波前面の割合 k も碎波ごとに大きく変わるものであるから、衝撃波力の実験値が広範囲に分布するのも当然といえる。

碎波の前面が丁度直立した状態で壁体につくるとき ($\delta = 0$) は、 $\tau_B \rightarrow 0$ 、 $p_{max} \rightarrow \infty$ となる。ただし実際現象としては空気層のはさみ込みを伴うので τ_B は 0 とはならず、 p_{max} は有限の値にとどまる。それでも衝撃力の作用時間がかかり短ければ、測定波力は測定系の応答特性による制限を受け、ある限度以上の値は記録されない。図-12から、 $\tau_B / T_n \leq 0.3$ では $X_{max} \simeq \pi \tau_B / T_n$ となるのでこの限界値は次式で与えられる。

$$(p_{meas})_{max} = \frac{\pi^2 w}{4g T_n} C_B k^2 H_B^2 \quad (\text{ただし、} \tau_B / T_n \leq 0.3) \dots\dots\dots (34)$$

衝撃碎波力を直接に測定した光易の実験²⁴ から、その1例 (水底勾配 1/15、 $T = 1.90 \text{ sec}$) について式(33)と比較したのが図-28である。この例では進行波としての初期碎波点から波力最大の地点までの距離が約40cmであることから、碎波前面の回転中心を $Y = 50 \text{ cm}$ 下に想定し、 $k = 0.7$ にとることによって、壁体の位置による衝撃波力の変化が説明されることになる。この場合の式(34)による測定波力の限界値は約 10 Kg/cm であり、測定はこれよりもかなり小さい。

ここで係数 k の値は、最大波力の値よりも力積から求めた方が信頼度が高い。この力積 I_p は、傾斜角 δ に関係なく次式で与えられる。

$$I_p = \frac{1}{2} p_{max} \cdot \tau_B = \frac{\pi w}{8g} C_B k^2 H_B^2 \dots\dots\dots (35)$$

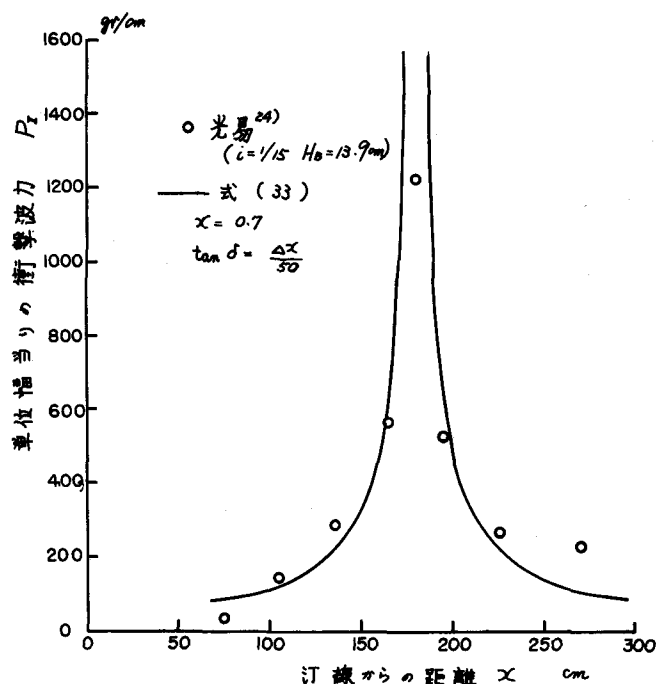


図-28 堤体の位置による衝撃碎波力の変化

表-3 光易²⁴⁾の実験($i=1/15$)による k の解析

Wave Type	T sec	H cm	H_B cm	d_B cm	d cm	C_B cm/sec	I_p gr/sec/cm	k	λ_1
No-1	2.57	9.8	15.0	14.5	12	159	9.41	0.81	0.021
No-2	1.90	10.4	13.9	14.5	11	157	10.6	0.93	0.038
No-2	1.90	10.4	13.9	14.5	12	157	13.4	1.04	0.044
No-2	1.90	10.4	13.9	14.5	13	157	10.0	0.90	0.030
No-3	1.42	9.5	12.3	12.4	9	146	4.86	0.74	0.033
No-4	1.02	10.1	10.4	14.5	11	148	5.36	0.92	0.052

(註) C_B は孤立波理論により $\sqrt{g(d_B + \eta_c)}$ 、ただし $\eta_c = 0.75 H_B$ として計算

(3) 波力による堤体の滑動

a) 重複波圧による滑動距離

波力の作用を受ける構造物の安定性については、滑動限界をもって論ずるのが一般的である。しかし真の安定性を知るためには、構造物の不安定領域における挙動まで立ち入って解析をおこなう必要がある²⁵⁾。すなわち、滑動するかしないかではなく、動くとなれば何cm滑動するかを考えなければならない。こうした考え方は、設計外力をOR的に考える場合³⁹⁾に特に必要である。

当然のことながら、これは速度 C_B で衝突する直径 kH_B の半円形の水塊の運動量に等しい。同じく光易の実験結果から式(35)で k の値を求めると、表-3のように $k = 0.7 \sim 1.0$ の値が得られる。この表で $k > 1$ の値が出ているのは、 C_B の推定誤差や、無限流体中の平板の仮想質量を与える式(33)を有限水深の壁体に応用するための誤差などに基づくものである。この仮想質量の近似誤差は、壁体の全断面が水面衝突する場合で36%程度である^(註)。

なお、ここに示した衝撃碎波力の考え方によれば、壁体の天端高がかなり低いときは壁体より上の部分の水塊が壁体に衝突せず、運動量も失なわない。したがって、衝撃碎波力の合力としてはかなり減少するものと思われる。前節の重複波圧の場合は天端高がそれほど影響しない

と考えられるから、天端高の影響は重複波と碎波とでは異なることになる。

(註) ピストン型造波板の慣性圧の式を用いて極めて短周期の場合の仮想質量を求めると $0.535 \rho h^2$ であり³⁶⁾、フラップ型の回転運動を考えれば $0.428 \rho h^2$ である³⁷⁾。これに対して式(33)では $0.393 \rho h^2$ となる。

まず、空中重量 W_a の単塊防波堤が重複波の作用によって滑動する場合を考える。すなわち堤体が重複波圧に対して設計されている場合である。計算を簡単にするため式(26)の微小振幅波理論による値を用いると、壁体単位幅あたりの波圧合力がつぎのように表わされる。

$$P_s = w H h K_s \sin \sigma t \dots\dots\dots (36)$$

ここに
$$K_s = \frac{1}{k h} \tanh k h \dots\dots\dots (37)$$

有限振幅の影響については、図-21で K_s の値を補正し、また双峯型波圧の出現による波力波形の変化は、有効周期で調整すればよい。

壁体には図-29のように揚圧力も働いており、前趾の揚圧力強度を $z = -h$ における波圧強度に等しいとおくと、揚圧力の合力がつぎのように表わされる。

$$P_u = w H h K_u \sin \sigma t \dots\dots\dots (38)$$

ここに
$$K_u = \frac{B}{2 h \cosh k h} \dots\dots\dots (39)$$

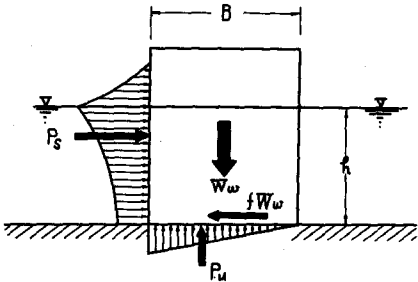


図-29

堤体の静止時からの移動距離を x とすると、堤体の運動方程式はつぎのように書き表わされる。

$$\frac{1}{g} (W_a + C_m w h^2) \frac{d^2 x}{d t^2} = P_s - f (W_w - P_u) \dots\dots\dots (40)$$

ただし、 C_m は壁体の移動とともに運動する堤内側水塊の仮想質量係数で、ピストン型造波板の理論から $C_m \approx 0.54$ と見積ればよい。また W_w は堤体の静水中重量である。なお、摩擦係数 f は一般に移動速度が小さい間は速度に関係なく一定の値をとるとされている³⁹⁾ ので、静摩擦係数の値を用いる。式(40)に式(36)、(38)の関係を代入し、式の整理をおこなうと、つぎのように書き換えられる。

$$\frac{\lambda w}{g} \frac{d^2 x}{d t^2} = \lambda_p \sin \sigma t - 1 \dots\dots\dots (41)$$

ここに
$$\lambda w = \frac{W_a + C_m w h^2}{f W_w} \dots\dots\dots (42)$$

$$\lambda_p = \frac{w H h (K_s + f K_u)}{f W_w} \dots\dots\dots (43)$$

堤体は、波力が摩擦抵抗を越えたときに滑動を始める。この時刻は式(41)から、

$$t_1 = \frac{1}{\sigma} \arcsin \frac{1}{\lambda_p} \dots\dots\dots (44)$$

で与えられる。滑動の開始までは $dx/dt = \dot{x} = 0$ であるから、この初期条件で式(41)を積分すると、滑動速度および移動距離がつぎのように求められる。

$$u = \frac{dx}{dt} = \frac{g}{\sigma \lambda_w} [\lambda_p (\cos \sigma t_1 - \cos \sigma t) - \sigma (t - t_1)] \dots\dots\dots (45)$$

$$x = \frac{g}{\sigma^2 \lambda_w} \{ \lambda_p [\sigma (t - t_1) \cos \sigma t_1 - (\sin \sigma t - \sin \sigma t_1)] - \frac{1}{2} \sigma^2 (t - t_1)^2 \} \dots\dots\dots (46)$$

堤体の総滑動距離 x_0 は、式(45)で u が 0 となる時刻 $t = t_2$ を求め、これを式(46)に代入して計算される。ただし、これは解析的に用いられないので、数値計算の結果としてつぎのように表わされる。

$$x_0 = \frac{g T^2}{\lambda_w} \xi_s \dots\dots\dots (47.1)$$

ここに

$$\xi_s \approx 0.076 (\lambda_p - 1)^{1.864} \dots\dots \lambda_p > 1 \dots\dots\dots (47.2)$$

この ξ_s は図-30に示すような値をとり、式(47.2)は $\lambda_p = 1.0 \sim 1.5$ における計算結果を近似的に表したものである。図-30などから明らかに、 $\lambda_p = 1.1$ 、すなわち波力が滑動抵抗を10%越えただけで $\xi_s = 0.1 \times 10^{-2}$ となり、 $\lambda_p = 1.5$ では $\xi_s = 2.1 \times 10^{-2}$ に達する。摩擦係数 $f = 0.6$ として実際の防波堤の形状から λ_w の値を計算すると、 $\lambda_w = 2.5 \sim 3.0$ 程度である。いま、 $T = 10$ sec の重複波による滑動量を計算してみると、 $\lambda_p = 1.1$ で $x_0 = 0.5$ m、 $\lambda_p = 1.5$ では $x_0 = 8.0$ m に達する。このように重複波が作用するときは、波力が滑動抵抗を僅かに越えただけで堤体が大きく滑動する。この意味でも、構造物を重複波圧で設計するときには、設計波高を十分大きく見積らなければならない。なお、重複波圧で設計した堤体に予想以上に大きな波高の波が襲来して碎波圧が働くような場合は、その腰掛部圧力だけについてもほぼ重複波の波圧程度の値になるから、滑動距離は式(47)の値を下回ることはない。

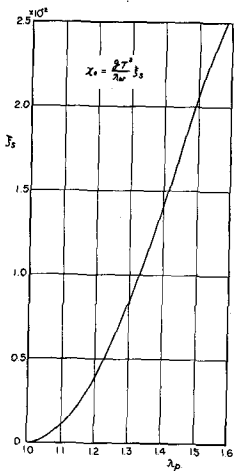


図-30 重複波圧による滑動係数 ξ_s

b) 碎波圧による滑動距離

つぎに堤体がかもともと碎波圧に対して設計されている場合を考える。まず $\delta = 0$ の極限碎波の場合を想定すると、式(33)で明かなように $\tau_B = 0$ であるから、堤体は $t = 0_+$ から滑動を始める。この滑動の初速度は、運動量の法則により

$$u_0 = \frac{q I_p}{W_a + C_m w h^2} \dots\dots\dots (48)$$

で与えられる。滑動後は $f W_w$ の摩擦抵抗のために次第に減速され、やがて停止する。停止までの滑動距離は、式(40)で $P_s = P_u = 0$ とし、 $t = 0$ で $dx/dt = u_0$ 、 $x = 0$ の初期条件における解として、

$$x_0 = \frac{q I_p}{2 f W_w (W_a + C_m w h^2)} = \frac{\pi^2 w^2 C_B^2 k^4 H_B^4}{128 q f W_w (W_a + C_m w h^2)} \dots\dots\dots (49)$$

で与えられる。

実際には衝撃砕波力の作用時間は0でなく、最大波力 P_{max} が与えられるから、式(3)の波力波形に対して計算をおこなうと、つぎのような滑動距離の式が求められる。

$$x_0 = \frac{q I_p}{2 f W_w (W_a + C_m w h^2)} \left(1 - \frac{f W_w}{P_{max}} \right)^3 \left(1 + \frac{f W_w}{3 P_{max}} \right) \left. \vphantom{\frac{q I_p}{2 f W_w (W_a + C_m w h^2)}} \right\} \dots\dots\dots (50)$$

ただし $P_{max} > f W_w$

伊藤ほか²⁵⁾は波力波形として矩形パルスを仮定して滑動距離を計算し、作用時間を $\tau_1^2 = kH$ とおいて、不規則波による滑動実験の結果から $k = 0.013$ または $0.025 \text{ sec}^2/\text{m}$ の平均値を得ている。その滑動距離の式と式(50)とを比べてみると、 k の意味は次式のようなものである。

$$k = \frac{I_p^2}{H P_0^2} \simeq \frac{\pi^2 k^4 C_B^2 H}{64 \mu q^2 h^2} \quad (\text{ただし } P_0 = \mu w H h) \dots\dots\dots (51)$$

ここで、 μ の値は実験において $\mu \simeq H/h$ の結果が得られているので、 C_B^2/qh の値を1.5程度に見積ると、 k の値が $k = 0.86$ または 1.01 となり、表-3の値とほぼ一致する。

ここでさらに式(50)を重複波の場合の式(47)と比較できるように、衝撃砕波力の力積 I_p と重複波の全波力の力積 I_s の割合を表わすつぎのパラメーター λ_I を導入する。ただし、想定波高が重複波の限界以上でも式(50)をそのまま用いるものとする。

$$\lambda_I = \frac{I_p}{\pi I_s} = \frac{I_p}{w H h K_s T} \dots\dots\dots (52)$$

光易の実験結果²⁴⁾について λ_I を求めた結果は表-3に示すように $\lambda_I = 0.02 \sim 0.05$ となる。ただし光易の計算では I_s の計算に H_0 を用いているので、 H_0/H_B の補正をおこなったものである。式(52)および(42)、(43)のパラメーターを用いると、砕波圧を受ける堤体の滑動距離がつぎのように表わされる。ただし、 λ_p の計算で揚圧力の項は無視するものとする。

$$x_0 = \frac{q T^2}{\lambda w} \xi_B \dots\dots\dots (53.1)$$

$$\text{ただし } \xi_B = \frac{1}{2} \lambda_p^2 \lambda_I^2 \left(1 - \frac{1}{\lambda_B \lambda_p} \right)^3 \left(1 + \frac{1}{3 \lambda_B \lambda_p} \right) \dots\dots\dots (53.2)$$

$$\lambda_B = \frac{P_{max}}{w H h K_s} \dots\dots\dots (53.3)$$

$\lambda_I = 0.04$ の場合について滑動係数 ξ_B を計算すると、図-31のように $\lambda_B = 5$ 、 $\lambda_p = 0.5$ で $\xi_B = 4.8 \times 10^{-5}$ となり、 $T = 10 \text{ sec}$ 、 $\lambda_w = 2.5$ の場合で滑動距離は $x_0 = 1.9 \text{ cm}$ に過ぎない。すなわち、設計波高に対する波力を、重複波圧公式による値の2倍にとって堤体を設計したときは、その波高の波が砕波となって計算値の2.5倍($= \lambda_B \cdot \lambda_p$)の最大波力を生じた場合でも、滑動距離は極めて小さい。この程度の大きさであれば、林²⁷⁾の計算で示されるように基部マウンド

の弾性変形に吸収されてしまう可能性がある。基礎および堤体が完全に剛体の場合には、極限碎波による滑動を完全に0とすることはできない。しかし実際現象としては、上記の弾性変形や波力に対する air cushion の存在で、ある限度以上に堤体重量を増せば滑動を完全に止めることができる。ただし、衝撃碎波圧が働く場合は、上記の計算例のように堤体重量をこの限界値からかなり下げても、滑動距離はそれほど大きくはならない。この点式(47)の重複波力による滑動と異なる所である。

c) 堤体の安定に関する模型試験について

上に述べたように、堤体に衝撃碎波力が作用するときは、滑動限界よりも滑動距離を論ずる方が实际的である。重複波および衝撃碎波の作用による滑動距離については、式(47)および(53)で推定することができる。しかし、重複波から碎波へ移行する領域に関しては、波高の増加とともに波力波形が正弦波形から双峯型波形、非対称双峯波形、さらに衝撃碎波型と変わるために、これを式の形に表わして滑動距離の一般式を求めることがむずかしく、各ケースごとに実験をおこなう必要がある。

式(47)の重複波による滑動は、もともと設計波高が小さくて堤体重量も軽い場合であり、式(53)は設計波高がかなり大きい場合である。したがって滑動に関する統一的な図表としては、滑動量として x_0/gT^2 を縦軸にとり、波高比 H/h を横軸において、堤体重量に関する比 fW_w/wh^2 を第1パラメーターとして表示する方式が考えられる。式(47)、(53)の特性から考えて、 $x_0/gT^2 \sim H/h$ の関係は図-32のような傾向になるものと予想される。

この種の図表は、直立堤の場合でも海底勾配や h/L の値ごとに用意する必要がある、混成堤の場合ならばさらに基部マウンドの形状が変数として加わるので、こうした各種の要素をすべて包括した図表を作成することは非常に困難である。したがって実際問題においては、マウンドの形状や構成、堤体の比重などを実物と一致させた模型を作って滑動試験をおこない、 x_0 と H との関係を求めるのが有益である。この場合、前面波圧を測定する必要はなく、波高と滑動量を正確に抑えておけばよい。このように x_0 と H の関係を模型試験で求めておけば、設計波高以上の波が来襲したときにどのような被害を生ずるかが予想でき、逆に構造物の重要度に応じて設計波高をどの程度にすべきかを判断することができる。この種の試験はあまりおこなわれていないが、今後模型試験の標準的手法として取り入れるべきものと思われる。

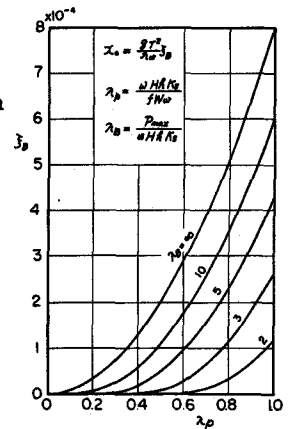


図-31 碎波圧による滑動係数 ξ_B

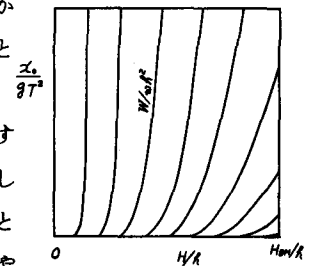


図-32 滑動距離の一般的傾向

4 棧橋に働く揚圧力

(1) 棧橋下面に働く衝撃揚圧力

棧橋に働く揚圧力については、最近各種の実験的研究がおこなわれ、衝撃性の力であることが明らかにされている⁴⁰⁻⁴³)。この衝撃揚圧力は、やはり運動量急変による力として説明することができる。すなわち、図-33のように周期的に上下する重複波の水面が棧橋下面に衝突すると、水面の上昇運動量が瞬間的に阻止され、その運動量が式(42)によって衝撃力に変化する。

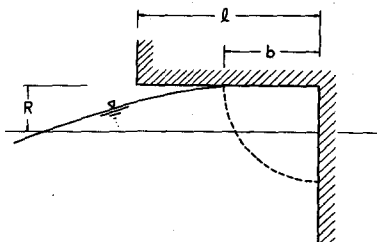


図-33 棧橋に対する水面衝突

いま、第一近似として微小振幅の完全重複波を想定すると、式(24)から水面形および水面の上昇速度が次式で表わされることになる。

$$\eta = H \cos kx \sin \sigma t \quad \dots\dots\dots (54.1)$$

$$v = \sigma H \cos kx \cos \sigma t \quad \dots\dots\dots (54.2)$$

ここで簡単のため棧橋の奥行 l が波長 L に比べて十分小さい制限 ($kl \ll 1$) を設けると、水面の接触幅が $b = \sqrt{2\sigma t' \cot \sigma t_0 / k}$ で与えられる。ただし、 t_0 は水面が棧橋下面に接触する時刻で $\sigma t_0 = \arcsin(R/H)$ であり、 t' は水面接触後の時間、 R は波高中分面から棧橋下面までのクリアランスである。棧橋下面との衝突によって運動量を失う水塊部分としては、図-33の破線のように半径 b の四半円を基本として考える。すなわち、単位幅あたり、

$$m = \zeta \frac{\pi}{4} \frac{w}{g} b^2 = \zeta \frac{\pi}{2} \frac{w}{g k^2} \sigma t' \cot \sigma t_0 \quad \dots\dots\dots (55)$$

である。ただし ζ は補正率である。この質量および式 (54.2) の上昇速度を式(42)に代入すると、幅 B の棧橋部分に対する衝撃揚圧力がつきのように計算される。

$$F = \zeta \frac{\pi w \sigma^2}{2 g k^2} H B \cos \sigma t_0 \cot \sigma t_0 = \zeta \frac{w}{4} H L B \tanh k h \left(\frac{H}{R} - \frac{R}{H} \right) \quad \dots\dots\dots (56)$$

この式で、衝撃力の強さが奥行 l に無関係であることに注意されたい。したがって $l \approx 0$ でも強い衝撃力が働く筈である。この衝撃力は、衝突の瞬間から $b = l$ となるまではほぼ一定の強さの矩型パルス型の力で、その継続時間は、

$$\tau = \frac{\pi l^2}{L^2} \frac{R}{\sqrt{H^2 - R^2}} \quad \dots\dots\dots (57)$$

である。棧橋下面が波高中分面に等しい $R = 0$ のときは、揚圧力の値が無限大となるが同時にその作用時間が0となり、力積としては

$$I = F \cdot \tau = \zeta \frac{\pi^2 w l^2}{2 g T} \frac{B}{\sqrt{H^2 - R^2}} \quad \dots\dots\dots (58)$$

と有限の値にとどまる。これは運動量急変による衝撃力の一般的特性である。

式(57)の継続時間 τ は極めて短かく、現地でも0.01 sec のオーダーである。棧橋下面に空気塊が封じ込められたり、衝突水面の形状が乱されたりして τ が長くなると、力積一定の関係から揚圧力の最大値が低く現われることになる。また強い衝撃力が働くのは、平面である棧橋下面と滑らかな波面が衝突するためであるから、棧橋下面を波型あるいはのこぎり歯状にして平面をなくすれば、揚圧力の最大値はかなり減少する筈である。

なお実験で全揚圧力を測定する際は、矩形パルス型の波力波形から見て、 $\tau/T_n \geq 0.5$ では式(56)の2倍の力を記録し、 $\tau/T_n < 0.5$ では式(58)の力積に比例した量を測定することになる²³⁾。ただし T_n は片面水中の状態における固有周期であり、また測定系の減衰が小さいことを前提としている。さらに、ピークの後には強い固有振動を伴うことが予想される。

衝撃揚圧力の合力を測定した例として、室田・古土井⁴⁰⁾および東大港湾研究室⁴³⁾のデータが発表されているので、式(56)と比べてみたのが図-34である。受圧部は前者が $l=15\text{ cm}$ 、 $B=20\text{ cm}$ であり、後者は $l=16\text{ cm}$ 、 $B=11\text{ cm}$ でその先に長さ40 cmの張り出し部分がある。実験値と計算値との一致は必ずしも良好ではないが、オーダー的にはおかしくない値である。なお R としては、静水面上のクリアランス R_0 から、重複波の第2次近似による中分面の上昇高を次式で補正した。

$$R = R_0 - \pi \frac{H^2}{L} \coth kh \dots\dots\dots 59$$

図-34 棧橋に対する衝撃揚圧力

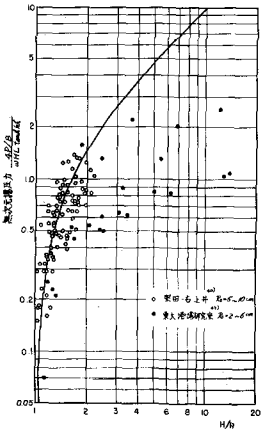


図-34でクリアランスが相対的に小さいとき(H/R が大きい)のデータが、特に計算値よりも小さい理由としては、ⅰ)棧橋の奥行が深くかつ R が小さいために式(54)の完全重複波が十分に形成されていない、ⅱ)部分的なair cushionを伴う、ⅲ)測定系の応答特性による限界値の制限を受けている。などの可能性が考えられる。

(2) 棧橋渡し版の安定重量

棧橋渡し版は、揚圧力に対してはその自重で受け止めるのが普通である。渡し版を剛体とし、揚圧力 F が渡し版に同時に τ 時間だけ作用するものとする、揚圧力 F が渡し版の自重 q/B を越えたときの跳ね上がり高が次式で与えられる⁴²⁾。ただし q は単位面積重量(t/m^2)である。

$$y = \frac{q}{2q^2} \left(\frac{F\tau}{B l} \right)^2 \left(1 - \frac{B l}{F} q \right) \dots\dots\dots (60)$$

衝撃砕波力を受ける堤体の場合と同様、移動限界を越えたからといって渡し版が飛んでしまうものではない。伊藤・竹田⁴²⁾は q を変えた場合の跳ね上がり高を実験しているので、そのデータを式(60)に式(56)、(57)を代入した値と比較したのが図-35である。補正係数を $\zeta = 0.84$ にとると実験値と一致した結果が得られる。

逆に許容跳ね上がり高 y_0 を与えると、渡し版の所要重量がつぎのように計算される。

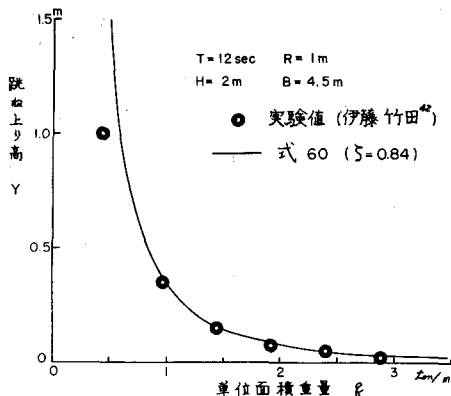


図-35 渡し版の跳ね上がり高

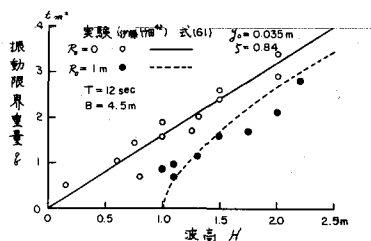


図-36 渡し版の安定限界重量

$$q = \frac{\zeta \pi^2 w l \sqrt{H^2 - R^2}}{g T [\tau + \sqrt{\tau^2 + 8 y_0 / g}]} \dots \dots \dots (61)$$

同じく伊藤・竹田は渡し版の振動限界についても実験をおこなっているので、現地換算 ($S=1/25$) で $l=4.5$ m、 $T=12$ sec、 $R=0$ および 1 m のケースと比較したのが図-36で、 $y_0=0.035$ m とした結果にほぼ一致する ($\zeta=0.84$)。

$T=5$ sec のケースについては、 $y_0=0.14$ m 程度にしないと実験値に一致しないけれども、 $q \sim H$ の傾向は式(61)で表示することができる。実際では渡し版の模型が微かに動く限界をとっており、個人差はあるが現地換算で $y_0=0.01$ m 程度である。このように y_0 の値に差を生ずるのは、図-34に示されるように H/R の大きいときには τ が長引いて F が式(56)よりも小さくなるためと思われる。特に振動限界のように自重と揚圧力が接近している場合には、こうした僅かの差が微妙に影響する。なお、 $y_0=0.01$ m とすると $\sqrt{8 y_0 / g}=0.09$ sec であり、式(57)の衝撃力の作用時間よりもかなり長い。したがって、空気封入などにより τ を長びかせても、渡し版の安定重量はあまり減少しない。これは、棧橋下面の形状を変える

方策についても同様である。このように衝撃力の作用を受ける構造物については、その応答までも考えないと適切な対策を立てることができない。

また、棧橋床版のコンクリート部材の強度設計などでは、単純に式(56)の揚圧力に対して設計する訳にはゆかず、その継続時間もあわせて考慮しなければならない。すなわち、構造物の動的応答性が重要な問題となり、静的荷重に対する設計法とは異なる考察が必要である。

最後に、棧橋に働く衝撃揚圧力を含め、衝撃波力の問題では一般に Froude の相似則が成立する。これは衝撃波力の基本式が式(42)の運動量方程式であり、粘性、圧縮性に関係しないことから推論されるが、直接には式(46)、(47)、(53)、(56)、(57)などから明らかである。もっとも、碎波現象自身の相似が崩れるような小縮尺の模型は論外である。問題を生ずる可能性のあるのは air cushion の効果であるが、この場合も式(52)に表わされるようにはさみ込まれた空気層の初期厚が関係し、これは空気特性ではなく波面の形状によって定まるものであるから、Froude の相似則を破るものではない。したがって、衝撃力を受ける模型構造物の動的応答性をはっきり把握し、動的応答の相似性を確認できれば、衝撃波力に関する模型実験も十分な信頼度をもっておこなえるものと考えられる。

あ が き

波力の問題に対しては、まえがきでも触れたようにいろいろのアプローチがある。その目的が現象の究明にあるか、あるいは実用公式の確立を狙うかによって、問題の取り上げかたも変わってく

る。本稿では現象をできるだけ理解した上で実用公式を導く方向でとりまとめようとしたが、筆者の非力から二兎を追う結果に終わったのではないかとおそれる次第である。また紙数の関係もあって、既往の諸研究成果についてはほとんど触れることができなかった。波力の問題は多種多様であり、本稿で論じたのはその一部に過ぎない。実際問題としても、捨石やブロックの安定性など極めて重要であり、またポンツーンや船舶の係留波力のように問題の複雑さもあって十分に検討されていないものもある。問題に応じ各種の研究成果を参照されることを希望する次第である。

最後に、波力に関する問題のとりまとめをおこなう機会を与えられた土木学会水理委員会に厚くお礼申し上げる。

参 考 文 献

- 1) 光易 恒 : 波圧論、1965年度水工学に関する夏期研修会講義集 65-16、土木学会水理委員会、1965年8月
- 2) 伊藤喜行 : 港湾工作物の水理的諸問題、1966年度水工学に関する夏期研修会講義集 66-14、土木学会水理委員会、1966年8月
- 3) 永井莊七郎 : 波圧論、1966年度水工学に関する夏期研修会講義集 66-18、土木学会水理委員会、1966年8月
- 4) 浜田徳一・光易 恒・長谷直樹 : 構造物に作用する波力、第3回海岸工学講演会講義集 1966年 pp. 67~83.
- 5) 鶴田千里 : 海洋構造物に関する二・三の問題、運輸技術研究所、1961年、p. 331.
- 6) Goda, Y : Wave Forces on a Vertical Circular Cylinder : Experiments and Proposed Method of Wave Force Computation, Report of Port and Harbour Tech. Inst., No. 8*, Aug., 1964, p. 74.
- 7) 合田良実 : 海中構造物の設計波力について、土木学会誌 50巻 2号、1965年2月、pp. 57~61.
- 8) 合田良実・竹田英章 : 海の波の波長および波速計算表、港湾技研資料 No. 12*, 1964年6月、p. 57.
- 9) Mitchell, J. H. : On the Highest Waves in Water, Philosophical Mag., Series 5, Vol. 36, 1893, pp. 430-435.
- 10) Yamada, H. : Highest Waves of Permanent Type on the Surface of Deep Water, Reports of Res. Inst. Applied Mech., Univ. of Kyushu, Vol. 5, No. 18, 1957, pp. 37-52.
- 11) Yamada, H. : On the Highest Solitary Wave, Reports of R. I. A. M., Univ. of Kyushu, Vol. 5, No. 18, 1957, pp. 53-67.
- 12) Yamada, H. : Permanent Gravity Waves on Water of Uniform Depth, Reports of R. I. A. M., Univ. of Kyushu, Vol. 6, No. 23, 1958, pp. 127~139.
- 13) Chappellear, J. E. : On the Theory of the Highest Waves, Beach Erosion Board, Tech. Memo., No. 116, July 1959, p. 28.

- 14) Bretschneider, C. L. : Selection of Design Wave for Offshore Structures, Proc. ASCE, WW2, Paper №1568, March 1958, p. 37.
- 15) Mc Cowan, J. : On the Highest Wave of Permanent Type, Philosophical Mag., Series 5, Vol. 38, 1894, pp. 351—358.
- 16) Skjelbreia, L. : Gravity Waves: Stokes' Third Order Approximation, Tables of Functions, Council of Wave Research, June 1958, p. 337.
- 17) Skjelbreia, L. and Hendrickson, J. A. : Fifth Order Gravity Wave Theory with Tables of Functions, National Engineering Science Company, Pasadena, California, 1962, p. 424.
- 18) Goldstein, S. : Modern Development in Fluid Dynamics, Vol. I, Oxford, New York, 1938, p. 431.
- 19) Dean, R. G. and Harleman, D. R. F. : Interaction of Structures and Waves, chap. 8 of Estuary and Coastline Hydrodynamics edited by A. T. Ippen, McGraw-Hill, Inc., 1966, pp. 361—362.
- 20) Hall, M. A. : Laboratory Study of Breaking Wave Forces on Piles, Beach Erosion Board, Tech. Memo. №106, Aug. 1958, p. 24.
- 21) 合田良実・原中祐人・北畑正記 : 直柱に働く衝撃砕波力の研究、港湾技術研究所報告第5巻6号*、1966年4月、p. 30.
- 22) 合田良実 : 衝撃波力に関する試論、第22回年次学術講演会Ⅰ—101、1967年5月.
- 23) 合田良実 : 衝撃荷重の測定について—減衰振動系の衝撃応答特性—、港湾技研資料、1967年6月予定*
- 24) Mitsuyasu, H. : Experimental Study on Wave Force against a wall, Report of Transportation Tech. Res. Inst., №47, Feb., 1962, pp. 39. または第6回海岸工学講演集(1959)pp. 107—113.
- 25) 伊藤喜行・藤島 睦・北谷高雄 : 防波堤の安定性に関する研究、港湾技術研究所報告第5巻14号*、1966年9月、p. 134.
- 26) 合田良実・柿崎秀作 : 有限振幅重複波ならびにその波圧に関する研究、港湾技術研究所報告第5巻10号*、1966年6月、p. 57.
- 27) 加川道男・片山猛雄・江口憲司 : 混成堤直立部に作用する波圧に対するマウンド形状の影響、第13回海岸工学講演会講演集、1966年12月、pp. 106—111.
- 28) 浜田徳一 : 表面波の2次干渉、第11回海岸工学講演会講演集、1964年11月、pp. 12—18. または港湾技研論文報告№10(1965年6月)*.
- 29) 土木学会 : 水理公式集、昭和38年7月、pp. 507—511.
- 30) Bagnold, R. A. : Interim Report on Wave-Pressure Research, Jour. of Inst. of Civil Engineers, Vol. 12, 1939, pp. 202—226.
- 31) 永井荘七郎 : 防波堤に働く砕波の圧力に関する研究、第5回海岸工学講演会講演集、1958年、pp. 29—39.
- 32) 合田良実・原中祐人 : 衝撃砕波圧に関する一実験、港湾技研資料、№32*, 1967年3月.

- 33) Mitsuyasu, H.: Shock Pressure of Breaking Wave, Proc. Xth Conf. on Coastal Eng., Tokyo, 1966.
- 34) 光易 恒 : 砕波による衝撃的波圧(1)、第12回海岸工学講演会講演集、1965年11月、pp. 106 - 113.
- 35) 林 泰造・服部昌太郎・林 憲吉 : 砕波の波圧と力積、第5回海岸工学講演会講演集、1958年、pp. 21 - 27.
- 36) 前出文献 25) p. 106.
- 37) 林 泰造・今井 孝 : 砕波の圧力と堤体の滑動、第11回海岸工学講演会講演集、1964年11月 pp. 184 - 192.
- 38) Kreeke, J. van de and Paape, A. : On Optimum Breakwater Design, Delft Hydraulics Laboratory Publication, No. 31, June, 1964. pp. 21.
- 39) Gemant, A.: Frictional Phenomena, Chemical Publishing Co. Inc., 1960, pp. 411 - 419.
- 40) 室田 明・古土井光昭 : 棧橋床版に作用する揚圧力についての実験的研究、災害科学研究所報告、第5巻、1966, pp. 30. または第13回海岸工学講演集(1966).
- 41) 永井莊七郎・久保 直・時川和夫 : 棧橋に働く揚圧力に関する研究(その1)、第13回海岸工学講演会講演集、1966年12月、pp. 112 - 119.
- 42) 伊藤喜行・竹田英章 : 棧橋に作用する波の揚圧力、港湾技術研究所報告、第6巻、4号*, 1967年3月.
- 43) 大分県新産業都市建設局・東京大学土木工学科港湾研究室 : 大分臨海工業地帯水理模型実験報告書Ⅳ-1、住吉泊地の棧橋式岸壁の実験、1967年3月.

銚) *印の港湾技術研究所の刊行物は、同所企画課長宛に文書で請求すれば入手することができる。