

棧橋に作用する衝撃揚圧力の減勢法に関する研究

中村 孝幸*・川本 浩二**・藤田 昌夫***

1. ま え が き

棧橋下面あるいは、海洋構造物の床版などに作用する揚圧力は衝撃的な波力であることが知られており、従来においては、測定しやすい波圧を対象にその研究が進められてきた。本研究は固有振動数 350 Hz と比較的高性能な波力計の試作に成功したので、従来の波圧にかわり波力を対象にして、まず、水平床版に作用する揚圧力の実態について明らかにする。これに引き続き揚圧力を受ける断面形状としては必ずしも有利とは言えない水平床版にかわり、i) 揚圧力の作用する構造物の断面形状を水平床版から三角形断面を有する床版へと変化させることにより得られる断面形状の効果、ii) 空気室を設けることにより得られるエアークッション効果の両者を考慮して水平床版に作用する衝撃揚圧力の減勢法について究明しようとするものである。

2. 実験に用いた模型および実験方法

(1) 実験に用いた模型

a) 水平床版: 幅 20 cm, 長さ 50 cm, 厚さ 0.6 cm の鋼製の平板である。

b) 三角形断面を有する床版: 鋼板上に厚さ 10 mm の塩化ビニル板で作った三角形エッジを取付けたものであり、用いた三角形の半頂角 (θ) は 36.9° (高さ 10 cm, 底辺 15 cm), 45° (高さ 10 cm, 底辺 20 cm), 51.3° (高さ 10 cm, 底辺 25 cm), 56.9° (高さ 10 cm, 底辺 30 cm) の 4 種類である。

c) 減勢工を有する水平床版: 図-1 に示すように a) と同一の寸法を有する鋼板の前面に塩化ビニル製の台形空気室 (下口 6.6 cm, 上口 4.2 cm) を多数付加した構造でエアークッションの機能が発揮できるエアークッション板とこのエアークッション板の空気室と空気室との間に幅 3.5 cm, 長さ 50 cm, 高さ 2.3 cm の三角形 ($\theta=37.3^\circ$) の物体を付加した構造で b) で述べた三角形断面を有する床版とエアークッション板の両方の機能が

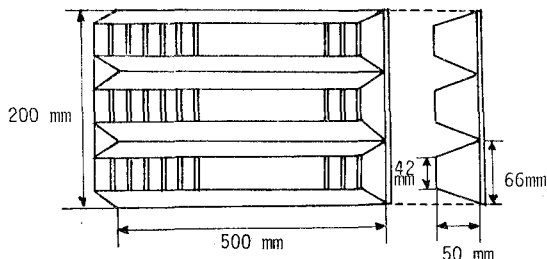


図-1 減勢工を有する水平床版 (エアークッション板)

発揮できる混合板の 2 種類である。

(2) 実験方法

実験は長さ 28 m, 幅 1 m, 高さ 1.25 m の水槽を隔壁板で幅方向にほぼ 2 等分し、その一端に反射板を設けて重複波を生起せしめ、反射板より半波長離れた腹の部分に前述した水平床版ならびに各断面形状を有する床版を設置して作用する衝撃的な揚圧力の測定を行なった。また、これらの測定に加え水面上昇速度等を求めるためビデオシステムによる撮影も同時に行なった。この測定で用いた波力計は図-2 に示すように長さ 202 mm, 幅 90

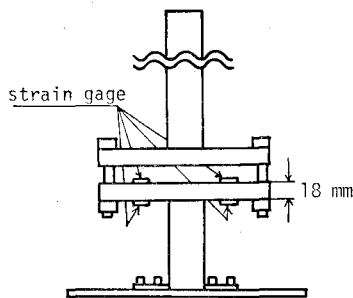


図-2 波力計

mm, 厚さ 18 mm の鋼板 2 枚を両端ボルト締めした固定梁形式となっており、これを 5 cm 四方の角柱に接続させた構造となっている。そしてこの両端固定梁上の 2 点の裏表に 4 ゲージ法で歪ゲージが貼り付けてあり、受圧面に作用する軸方向力のみが測定できるようになっている。また、波力計の固有振動数は、図-3 にその自由振動曲線を示すように水平床版および各減勢工を有する床版についてはほぼ 350 Hz であり、揚圧力の作用時間 τ の

* 正会員 工博 愛媛大学助教授 工学部海洋工学科

** 正会員 工修 島根県 土木部

*** (株) 松さくコンサルタント

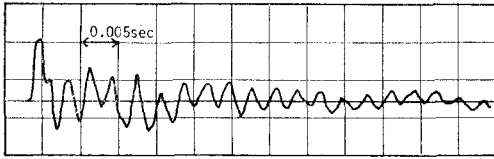


図-3 波力計の自由振動曲線

最小値が後述するように 1/50 秒程度であることを考慮すると十分正確な波力測定が行なえるものと言えよう。

実験の水理条件は、水深 $h=70.5\text{ cm}$ 、入射波の周期 $T=1.49\text{ sec}$ 、入射波の波高 $H=12.7\text{ cm}$ の一種類である。また静水面と床版の間の距離（クリアランス） R としては、0, 5, 8.2 cm の 3 種類を採用した。

なお揚圧力、衝撃圧の解析には、時間軸を最大で 10^8 倍できる Transient Memory 1410（川崎社製）を用いている。

3. 水平床版に作用する揚圧力

各形状版に作用する揚圧力を検討する前に、以下の比較基準となる水平床版に作用する揚圧力のクリアランスによる変化についてまず検討してみた。

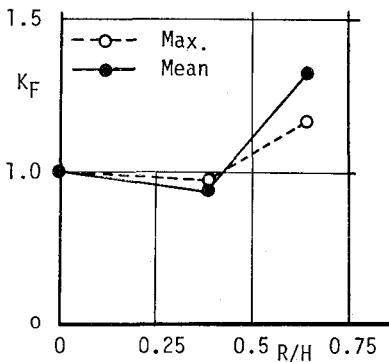


図-4 揚圧力に及ぼす R/H の効果（実測値）

図-4 はクリアランスと入射波高の比 R/H を 0, 0.39, 0.65 と変化させた時、水平床版に作用する揚圧力の最大値および平均値を、 $R/H=0$ の場合のそれらとの比 K_F で示すものである。図中で点線が最大値を、実線が平均値である。この図より水平床版に作用する揚圧力は最大値・平均値とも $R/H=0.65$ の場合が最も大きく、 $R/H=0$ の場合に比較すると、最大値で約 1.1 倍に、また平均値で約 1.3 倍に増大していることがわかる。そして水面の上昇速度が $R/H=0$ の場合に最大であり、 $R/H=0.65$ の場合最小になっていることを考慮すれば、上記の R/H による揚圧力の変化は、運動量理論から推測される結果と異なっている。この相違の理由として著者らは、 R/H の値がある程度大きい場合水面が上に凸となって床版に衝突するのに対し、 $R/H \approx 0$ の場合水面が上

に凹になって衝突するため波面と床版の間に挟み込まれる空気量が増大し、この空気によるエアークッション効果の増大によるものと考えている。Verhagen¹⁾ は、平板が水面に衝突する際の落下衝撃圧について理論的に検討し、上述したような平板と水面に挟み込まれる空気層のエアークッション効果が衝撃圧の現象において重要となることを示している。

従来水平床版に作用する揚圧力の算定式としては微小振幅波理論による完全重複波を想定し、波面が床版に衝突する際の付加質量の変化に基づく運動量の急変により揚圧力が生じるものと仮定した合田²⁾の式がある。これを本研究で対象とするような重複波の腹の中心位置に長さ $2l$ の水平床版が置かれた場合に適用すると、式 (1) のようになる。

$$F = \zeta \frac{\rho g}{2} HL \left(\frac{H}{R} - \frac{R}{H} \right) \tanh kh \dots\dots\dots (1)$$

ここで F は水平床版の単位幅当りに作用する揚圧力である。また ρ は流体密度、 g は重力加速度、 L は波長、 k は波数、 ζ は補正係数である。また合田²⁾は式 (1) の F の作用時間 τ として式 (2) を与えている。

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

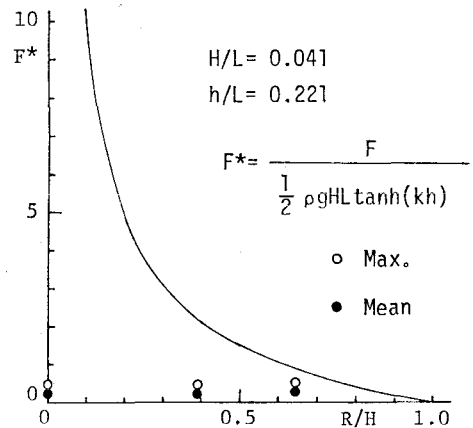


図-5 揚圧力に及ぼす R/H の効果（合田式との比較）

そして図-5 は、式 (2) による算定結果と測定結果との比較を R/H を横軸にとって示すものである。この図から式 (1) による算定結果は、本実験による測定結果の R/H による変化を説明できず、特に $R/H < 0.5$ の領域で揚圧力の大きさを過大評価する傾向のあることが認められる。

また、揚圧力の時間波形は、一例として $R/H=0.65$ の場合を図-6 に示すように三角形パルス型の波形であり、作用時間 τ も式 (2) から与えられる $\tau=0.007\text{ sec}$ に比しかなり長くなっている。従って、式 (1) による揚圧力の予測は十分なものとは言えず、波面と床版との間

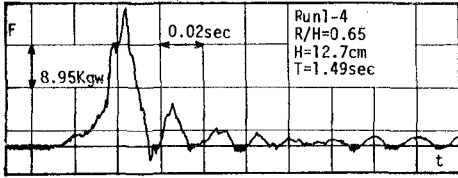


図-6 水平床版に作用する揚圧力の時間曲線

に挟み込まれる空気塊によるエアークッション効果など今後さらに検討されるべき余地がある。

4. 衝撃的な揚圧力の減勢法

(1) 揚圧力に及ぼす断面形状の効果

a) 楔状物体に作用する衝撃流体力 (従来の理論):

Kármán³⁾ は楔状の物体が一定の落下速度 V で静水面に着水する場合に生じる衝撃力を物体の付加質量を考慮した運動量の時間的変化によるものであると仮定して求めている。この際、物体の付加質量には、没水径 d と同一の幅を有する平板の付加質量が代用されている。式 (3) はこの Kármán³⁾ による衝撃力の算定式を $\frac{1}{2}\rho V^2 d$ で除した無次元量の Slamming 係数 $(C_s)_K$ で表示するものである。

$$(C_s)_K = \pi \tan \theta \dots\dots\dots(3)$$

ここに、 θ は楔状物体の半頂角である。

また、Wagner⁴⁾ は Kármán³⁾ と同様な手法を用い、物体が水中に貫入する際に盛り上る水面の効果をも考慮して衝撃力の算定式を求めている。これを C_s の表示で示すのが式 (4) の $(C_s)_W$ である。

$$(C_s)_W = \frac{\pi^3}{4} \tan \theta \dots\dots\dots(4)$$

式 (3), (4) より、三角形断面を有する床版に作用する衝撃力は頂角が減少するにつれて小さくなることが予測できる。しかしながら、これらの算定式は平板の付加質量を仮定して求められたものであり、衝撃力に及ぼす頂角の効果が正確に評価されていない。このため本研究ではその効果が正確に検討できるとともに、任意断面の柱体に作用する衝撃力の算定が可能なわき出し分布法に基づく数値解析法を究明しており、その概略について述べる。

b) わき出し分布法による衝撃流体力の算定法: 半無限静止流体の水面上に任意な二次元物体が速度 V で落下する場合を想定する。着水現象が、十分短い時間 τ に終る場合、よく知られているように物体に作用する衝撃流体力 F_i の力積は速度ポテンシャル ϕ を用いて式 (5) のように与えられる。

$$\int_{\tau} F_i dt = \rho \int_c \{ \phi(t_s + \tau) - \phi(t_s) \} n_i dc \dots\dots\dots(5)$$

ここで下添字 i は、流体力の作用方向 ($i=1$; x 方向, $i=2$; y 方向) を示し、 n_i は物体表面上に立てられた法線ベクトルの各成分である。また c は物体の断面曲線の

中で流体と接触している部分を示し、 t_s は考えている衝撃現象の始まる時間である。

そして本研究では、上記 τ をこれよりさらに小さい時間 $\Delta\tau$ に分割し、式 (5) を時間に関して数値微分することで F_i を求めている。すなわち式 (6) である。

$$F_i(t) = -\frac{\rho}{\Delta\tau} \left[\int_{c(t+\Delta t)} \phi(t+\Delta\tau) n_i dc - \int_{c(t)} \phi(t) n_i dc \right] \dots\dots\dots(6)$$

したがって、各時間における物体表面上の速度ポテンシャル ϕ が求められると F_i は決定できることになる。そしてわき出し分布法によれば、上記のような流体場における ϕ は式 (7) で表示できる。

$$\phi(x, y) = \int_c f(X, Y) G(x, y; X, Y) dc \dots\dots\dots(7)$$

ここに f はわき出し強さの分布関数で物体表面の境界条件を考慮して決定される未知関数である。また G は、上記流体場のグリーン関数で、 (X, Y) は断面曲線上の座標である。そして、着水衝撃など衝撃現象を取り扱う場合自由表面の境界条件が静止水面上で $\phi=0$ と仮定できることから、 G は式 (8) のように表示される。

$$G(x, y; X, Y) = \frac{1}{2\pi} [\log r_1 - \log r_2] \dots\dots\dots(8)$$

ここに r_1, r_2 は次式で定義されるものである。

$$r_1 = \{ (x-X)^2 + (y-Y)^2 \}^{1/2},$$

$$r_2 = \{ (x-X)^2 + (y+Y)^2 \}^{1/2}$$

なおわき出し強さの分布関数 f は、物体表面上における運動学的境界条件を考慮して決定され、これを式 (7) に代入することにより ϕ が算定されることになる。

本研究では、没水している物体の断面曲線を有限個の線素分に分割するとともに中央点近似法により数値化を行ない、上記 ϕ および f の算定を行なっている。

c) 三角形断面の床版に作用する揚圧力: 図-7 は

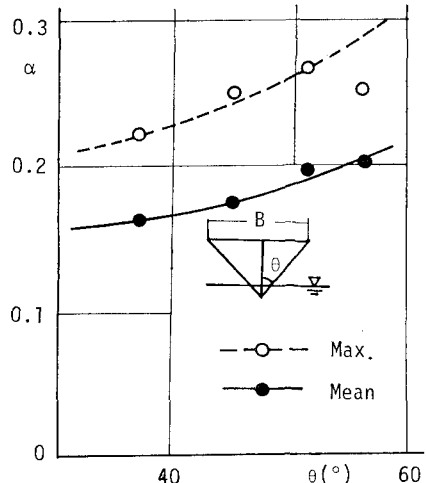
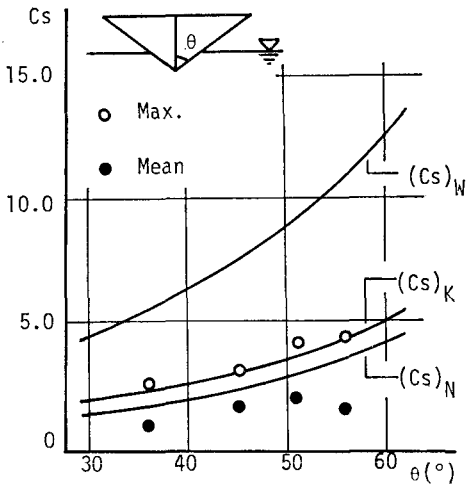


図-7 三角形断面を有する床版に作用する揚圧力

$R/H=0.65$ と固定した場合について測定された三角形断面の床版に作用する揚圧力の半頂角 θ による変化を示すものである。なお、三角形断面の床版では基板の幅が θ により異なっているため測定された揚圧力 F_W を基板の単位面積当りの揚圧力 ΔF_W に換算して比較を行っている。そして図中の縦軸は、 ΔF_W と $R/H=0.65$ の場合に水平床版の単位面積当りに作用する揚圧力 ΔF_P との比 α がとってあり、図中には最大および平均揚圧力の両者の場合について表示してある。

この図から、半頂角が θ 小さくなるほど上記 α は減少し、作用する揚圧力の小さくなることが認められる。そして半頂角 θ が 60° の場合でも $\alpha \approx 0.25$ であり、断面形状を水平板より三角形へと変化させることにより揚圧力が $1/4$ に減勢されることがわかる。



図—8 三角形断面を有する床版の slamming 係数

次に図—8は、測定された最大および平均揚圧力について浮力の効果分を差引き、これらの値をもとにして算出される Slamming 係数 C_s の θ による変化を示すものである。この際 C_s の算定に必要な水面上昇速度 V には、ビデオシステムによる映像解析から得られた $V=41 \text{ cm/sec}$ を用いている。なお、この V の値は、微小振幅重複波の理論より算定される V の値とほぼ一致していたことを付記しておく。また図—8には、比較のため、式 (3), (4) による $(C_s)_K$, $(C_s)_W$ および本算定法による $(C_s)_N$ の値も示してある。この図より、実測値に基づく C_s は θ の減少と共に減少しており、各算定式による C_s の θ による変動傾向と一致していることが認められる。一方定量的な比較を行なうと、実測された C_s の最大値は $(C_s)_K$ により、また実測された C_s の平均値は本解析法による $(C_s)_N$ によりほぼ説明されることがわかる。しかしながら、水面の盛り上がりまでも考慮されている $(C_s)_W$ は実測値よりもかなり大きく、安全側すぎる値と言え

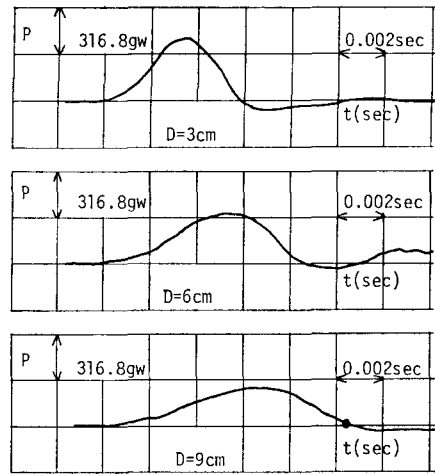
う。

なお上述してきた三角形断面を有する床版に作用する揚圧力の時間波形は、立ち上りのゆるやかな後傾三角形の形になっており、式 (2), (3) および本算定法により予測された結果と一致していたことを付記しておく。

(2) 減勢工を有する水平床版に作用する揚圧力

a) エアー Cushion 効果に関する予備実験：本研究では、各減勢工を有する水平床版に作用する揚圧力を検討する前に予備実験として各種の高さの矩形空気室が取り付けられた水平板の水面への落下実験により衝撃圧に及ぼすエアー Cushion の効果について検討してみた。

図—9 は平板の落下高さを 45 cm と固定し空気室の高さ



図—9 落下衝撃圧の時間曲線 (空気室の高さ D の効果)

D を $3, 6, 9 \text{ cm}$ と変化させた場合の落下衝撃圧 P の時間曲線について示すものである。この図より、 D を大きくすることにより、 P の作用時間は増大するとともにピーク値は減少することがよく理解されよう。そしてこのように P の時間曲線が D の増大によりなだらかな時間曲線に変化する理由としては、Bagnold³⁾ の空気圧縮モデルから説明されるように空気室の高さが大きくなることによるエアー Cushion の効果の増大によるものである。

b) 揚圧力の減勢の度合：図—10 は、 $R/H=0.65$ と固定したときの各々エアー Cushion 板、混合板および水平床に作用する揚圧力 F_A , F_O , F_P の最大値および平均値を示すものである。図中の縦軸には各床版に作用する揚圧力を F_P で除した無次元波力 β がとってあり、横軸には各床版の名称のかわりに上記した各揚圧力の表示記号が示されている。この図より、 F_A ならび F_O は最大値・平均値とも F_P に比し $1/3 \sim 1/2.5$ に低減されていることが認められ、エアー Cushion 板および混合板は揚圧力の減勢工として有効なものと言えよう。ま

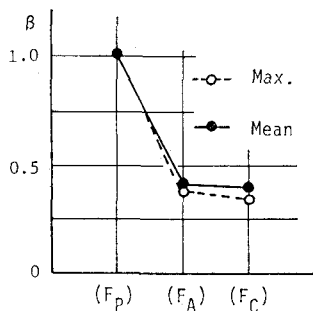


図-10 揚圧力の減勢度合

た, F_A と F_C とを比較してみると, F_C のほうが最大値・平均値とともに F_A より小さく, 揚圧力の減勢工として混合板の方がエアークッション板より効果的であることがわかる. 図-11 は, エアークッション板の場合

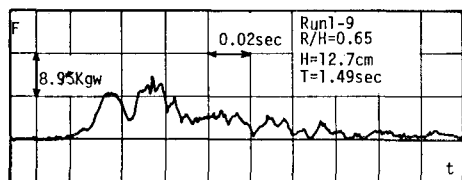


図-11 エアークッション板に作用する揚圧力の時間曲線

に測定された揚圧力の時間波形の代表例を示すものである. そしてこの図と水平床版の場合の揚圧力時間波形を示す図-6 との比較から, エアークッション板の場合, 双峰型の波形に近くなるなど水平版の場合に比し, 全体的にゆるやかな変動波形になっていることがわかる.

5. 結 語

i) 水平床版に作用する揚圧力は, クリアランス R の比較的大きい場合が最も大きく, $R=0$ とした場合に比し約 1.3 倍になった. そして揚圧力の R による変化特性は従来の算定式から予測される結果と異なることなどが判明した.

ii) 三角形断面の床版に作用する揚圧力は, 頂角が小さくなるほど減少する. そしてこの頂角による揚圧力の変化特性は, Kármán による式ならびに本解析法を用いて予測できる.

iii) 混合板などの減勢工を有する水平床版に作用する揚圧力は, 減勢工のない水平床版に作用するそれに比しほぼ 1/3 にも低減され, 床版下面に空気室を設けるなどの減勢手法は非常に有効なものであることが確認された.

参 考 文 献

- 1) Verhagen, J. H. G.: The impact of flat plate on a water surface, J. of Ship Res., Vol. 11, No. 4, pp. 211~223, 1967.
- 2) 合田良実: 構造物に働く波力, 1967 年水工学に関する夏期研修会講義集, B コース, 土木学会水理委員会, pp. 1~34, 1967.
- 3) Von Kármán, Th.: The impact on seaplane floats during landing, NACA, TN 321, pp. 1~8, 1929.
- 4) Wagner, H.: Über Stoss- und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten, Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, Band 12, Heft 4, pp. 193~215, 1932.
- 5) Bagnold, M. R. A.: Interim report wave-pressure research, J. of Inst. of Civil Eng., Vol. 12, pp. 201~230, 1939.