

棧橋床版に作用する揚圧力の水理模型実験における 相似則に関する一考察

榎 木 亨*・後 野 正 雄**

1. ま え が き

従来、棧橋床版に作用する衝撃的な揚圧力の発生機構としては空気圧縮型の力と水面接触型の力の2つがあげられている。このうち、空気圧縮型の力は床版下面に設けられたリップと床版とで囲まれた空間（以下リップブロックと呼ぶ）に空気が閉じ込められ、この空気が圧縮されて生じるものである。この空気の力はBagnoldの方程式でその特性がほぼ表現できる¹⁾が、このBagnoldの方程式は本来空気に関するMachの相似則に従う現象を表わしたものである。一方、水面接触型の力はWagnerの提案した式によって表現でき²⁾、この式は速度ポテンシャルを用いて導かれたもので、当然Froudeの相似則に従う。著者ら³⁾はすでに棧橋床版に作用する衝撃揚圧力が空気圧縮型と水面接触型の両者が混在した形で発生し、さらにリップブロック沖側端部より空気の漏出も発生するため、Bagnoldの式が単純に適用できないことを明らかにしている。したがって水理実験において後述するBagnold則あるいはFroude則のいずれも単独で用いることができず、揚圧力の相似則の問題は重要な課題の一つである。本論文は、すでに著者ら³⁾が提案しているリップブロック内に作用する揚圧力を求める数値計算手法を用いて、棧橋に働く衝撃揚圧力の相似則を調べ、実験で得られた揚圧力を現地の値に換算するための新しい方法を提案しようとするものである。

2. 縮尺変化に伴う揚圧力の変化

Froudeの相似則では圧力は縮尺 S に比例するので、縮尺に比例する波高 H と縮尺に独立な水の単位体積重量 W_0 を用いて無次元化した波圧強度 P/W_0H は縮尺によらず一定値をとることがわかっている。

また波に関する水理実験は通常、Froude則に従って実施され、空気の影響は無視されるので大気圧 P_0 は現地と実験において同じ値をもつ。

(1) Bagnoldの相似則

いまFroude則に基づく水理実験において式(1)で

示すBagnoldの方程式に従うような現象が、縮尺によってどのように変化するか考えてみよう。断熱圧縮過程においてはBagnoldの方程式は次のように表される。

$$B_g = 5 \left(\frac{\bar{P}}{P_0} \right)^{2/7} + 2 \left(\frac{\bar{P}}{P_0} \right)^{-5/7} + 7 \dots\dots\dots (1)$$

ここに $\bar{P}$ は空気圧の最大値、 P_0 は大気圧である。(以下上付きバーのある圧力は、 P_0 を除いて、絶対圧力であり、バーのない圧力は大気圧を基準とした圧力を示す。)また B_g はBagnold数と呼ばれるパラメーターで

$$B_g = \frac{\rho_w K}{P_0 d} v^2 \dots\dots\dots (2)$$

と表わされる。ここに d は空気室の長さ、 K は付加質量厚さ、 v は水面の上昇速度、 ρ_w は空気の密度である。 ρ_w 、 P_0 は通常、実験および現地で同じ値をとり、 K/d も実験および現地において一定値とみなすことができる。また v についてはFroude則より $(V_m/V_p)^2 = S$ が与えられる。ここで添字 m 、 p はそれぞれ模型および現地スケールの物理量であることを示す。これより

$$(B_g)_m / (B_g)_p = S \dots\dots\dots (3)$$

となり、Bagnold数は縮尺 S に比例する物理量であることがわかる。

いま縮尺 S_0 による実験(模型及び数値実験)により得られた絶対空気圧 $(\bar{P}_a)_{s_0}$ を、異なった縮尺 S における絶対空気圧 $(\bar{P}_a)_s$ に換算してみよう。式(1)と(3)より縮尺 S におけるBagnold数 $(B_g)_s$ を

$$(B_g)_s = \frac{S}{S_0} \left\{ 5 \left(\frac{(\bar{P}_a)_{s_0}}{P_0} \right)^{2/7} + 2 \left(\frac{(\bar{P}_a)_s}{P_0} \right)^{-5/7} - 7 \right\} \dots\dots\dots (4)$$

により求める。ここに $(B_g)_{s_0}$ は縮尺 S_0 におけるBagnold数である。次に $(\bar{P}_a)_s$ と $(B_g)_s$ は式(1)を満足するので、これを解くことにより $(\bar{P}_a)_s$ が求められる。本研究ではこの方法による圧力の換算方法をBagnold則と呼ぶことにする。

(2) 揚圧力の縮尺による変化

次に実際の揚圧力が縮尺の変化によってどのように変化するかを調べてみよう。計算は図-1に示すような棧橋床版の最奥部のリップブロックに対して行なった。これはこの部分のリップブロックでもっとも大きな揚圧力が生

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

** 正会員 工博 大阪大学助手 工学部土木工学科

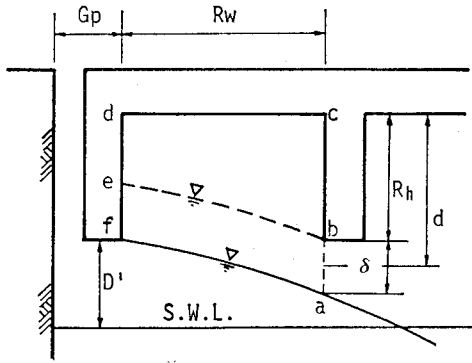


図-1 リブブロックの模式図

じるからである。図-2～図-4 は数値実験によって求めた無次元波圧強度と縮尺との関係を示したものである。図中に示したリブ寸法、波高等の諸元は現地のスケール ($S=1$) における値を示す。縮尺 S における数値計算は長さと時間に関しては Froude 則で換算した値を用いているが、大気圧 P_0 については水理実験と同様縮尺に依らず一定値 (1033 gf/cm^2) を用いている。図中の記号 (Δ , $\circ$) は数値計算で得られた Wagner 型の圧力 P_W および Bagnold 型の圧力 P_A (共に大気圧を原点とする) を無次元化した波圧強度を示している。今仮に縮尺 $1/20$ で水理実験を行ない、数値実験と同じ値を得たとする。すなわち $S=1/20$ における P_W , P_A に対して $P=\max[P_W, P_A]$ (図中黒三角または黒丸で示した値) であったとする。Froude 則を用いてこの実験結果を異なる縮尺 S における値に換算すると、先述のように無次元化した波圧強度は縮尺に依らず一定であるので、図中の点線となる。また Bagnold 則を用いて任意の S での無次元波圧強度 P/W_0H に換算したものが図中の破線で示されている。

図-2 において、 $S=1/20$ の場合には Wagner 型の圧力が Bagnold 型の圧力より大きく、水面接触型が卓越したケースである。しかしスケールが大きくなるにつれて Wagner 型と Bagnold 型の関係は逆転し、現地スケール ($S=1$) では Bagnold 型の圧力が卓越した揚

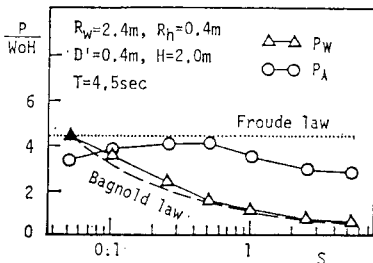
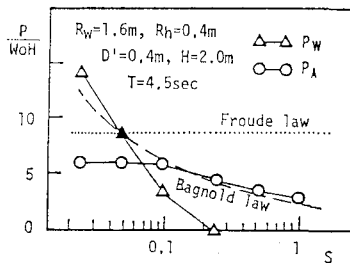
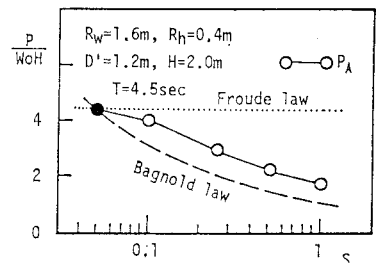
圧力になっている。その絶対値は Froude 則による換算値と Bagnold 則による換算値の中間の値を示している。すなわち Froude 則による換算値は現地での値を過大評価し、Bagnold 則による換算値は過小評価するという結果を示している。図-3 は図-2 と類似した変化を示しているが、Wagner 型の圧力 P_W は $S=1/3$ 以上のスケールでは生じていない。これはリブブロック内部の水面が床版下面に達していないためである。圧力強度の大きさは Bagnold 則による換算値とほぼ一致しているが、揚圧力の発生機構が Wagner 型から Bagnold 型へと変化していることから、この一致は偶然によるものと考えらるべきであろう。図-4 は $S=1/20$ のスケールにおいて Bagnold 型のみが作用しているケースであり、スケールが大きくなってこれに変化していない。圧力の絶対値は図-2 と同様、Froude 則による換算値と Bagnold 則による換算値の中間の値を示している。

いずれの図においても現地スケールに近づくにつれ Bagnold 型のみが生じるか、あるいは Bagnold 型の圧力が卓越しており、大縮尺の模型になるにつれて Bagnold 型の圧力が現象を支配するような傾向が明確に表われている。

(3) 空気圧縮型揚圧力の縮尺による変化

図-2～図-4 において、空気圧 P_A/W_0H の縮尺 S に伴う変化には、注目すべき特徴が表われている。まず図-2 を見ると縮尺 S の小さな領域 ($S<1/2$) では縮尺 S が大きくなるにつれて空気圧 P_A/W_0H が漸増し、大きな領域 ($S>1/2$) においては逆に S が大きくなるとともに小さくなる。特にこの減少の傾向が破線で示した Bagnold 則の減少と相似である。また図-3、図-4 では $S>1/10$ の領域において Bagnold 則と相似な減少傾向が見られる。この空気圧の縮尺に伴う変化特性については以下のように考えることができる。

本研究で用いている数値計手法では図-5 に示すように計算の対象とするリブブロック近傍で鉛直方向にのみ運動する微小幅の付加質量水柱を考え、リブブロック内の空気圧を外力として、この付加質量水柱の運動を求めている。したがって沖側リブブロック近傍での水面がリ

図-2 縮尺による揚圧力変化
(その1)図-3 縮尺による揚圧力変化
(その2)図-4 縮尺による揚圧力変化
(その3)

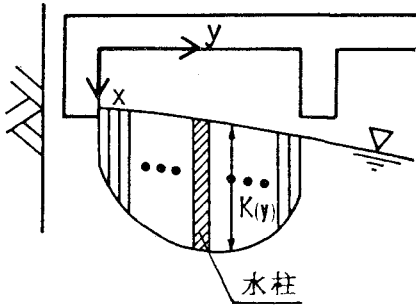


図-5 計算手法の概略

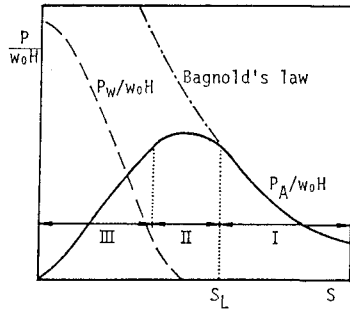


図-6 縮尺による揚圧力変化 (模式図)

3. Bagnold 則の適用限界

前節図-6 に示した領域 I と II の境界の縮尺 S_L は工学的な観点から非常に重要な意味をもつ。すなわち、水理実験において模型縮尺が S_L より大きな縮尺の実験を行なった場合には、Bagnold 則のみを用いて実

験結果を現地揚圧力に換算することができる。本節ではこの Bagnold 則の適用限界を示す S_L について論議する。

(1) S_L の近似解

まず前出の図-1 において、実線で示した水面の状態に対して Bagnold モデルを適用する。すなわち 岸側リブ下端に水面が接した時刻 (初期時刻) において、acdf により囲まれた部分の空気は閉じ込められたと仮定する。この時の Bagnold モデルによる最大空気圧 $\bar{P}_1$ を式 (1) を用いて求める。ただし (1) 中の Bagnold 数としては次式で与えられる B_g' を用いる。

$$B_g' = \rho_w K U_0^2 / (R_0 d) \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに

$$K = 1/2 \cdot \{\pi/8 \cdot R_w + f(R_0/R_w) \cdot R_0\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$d = R_0 + 1/2 \cdot \delta \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\delta = D' \{1 - \cos k(G_p + R_w) / \cos k G_p\} \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$U_0 = 2\pi H / T [\cos^2 \{k(G_p + 1/2 \cdot R_w)\} - (D'/H)^2]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここに K は一般に用いられる付加質量厚さ $\pi R_w/8$ と数値計算で用いた 端部付加質量厚さ $f(R_0/R_w) \cdot R_0$ (文献 3 (13) 式) の平均値であり、 d は空気室の長さとして与えた。 δ 、 U_0 はそれぞれ初期の漏出口幅、リブブロック中央での水面上昇速度であって両者とも微小振幅の完全重複波理論より求めている。ただし漏出口からの空気の漏出は生じないものとしている。

一方、空気を閉じ込めたまま、図中破線で示した位置まで水面位置が変化したとする。すなわち、acdf で囲まれた空気の体積 V_0 が bcde で示される空気の体積 V に変化したとすると、その時の空気の絶対圧力 $\bar{P}_2$ は

$$\bar{P}_2 = P_0 \left(\frac{V}{V_0} \right)^{-\gamma/\gamma_0} \quad \dots\dots\dots (10)$$

で与えられる。ここで破線は実線で示された水面形状がそのままの形状で上向きに移動したと見なした場合の水面である。したがって V/V_0 はリブブロックの位置と幾何形状のみで決定されるので、 $\bar{P}_2$ は縮尺 S によらず

ブブロック下端に達していない場合には、水面が上昇するにつれてリブブロック内の空気が漏出する。付加質量水柱の初期運動量が十分に大きな場合には内部空気圧の上昇にかかわらず水面は沖側リブブロック下端を超えて上昇し、内部に空気を閉じ込めることになる。その後、内部の空気圧が Bagnold の方程式で示される最大圧力に達するまで水面は上昇を続ける。しかし初期運動量が小さい場合にはわずかな内部空気圧の増加により水面の上昇が止まり、内部の空気は閉じ込められることなく漏出しつづける。このような場合には水面接触型の揚圧力が生じるであろう。この両者の中間の場合には、リブブロック内部に空気は一度は閉じ込められるが、内部空気の圧力増加とともにリブブロック沖側近傍の水面が下がり、内部空気圧が Bagnold 型の最大圧力に達する以前に空気が再び漏出を始め、内部圧力は低下する。

次に、ここで述べた現象が縮尺の変化によってどのように変化するかを考えてみよう。Froude 則に従って縮尺した場合、付加質量水柱の初期運動量は縮尺 S の $5/2$ 乗に比例して大きくなる。従って空気圧縮型の揚圧力 $P_A/W_0 H$ の縮尺に伴う変化は図-6 の実線で示されるような変化をするものと考えられる。I で示される領域は運動量が十分に大きく空気の縮尺による変化が Bagnold 則 (図中一点鎖線) に従う領域、III は運動量が小さな領域で、II はその中間の領域である。すなわち、図-2~図-4 における S の大きな範囲で、 $P_A/W_0 H$ の変化特性が Bagnold 則に相似な傾向を示すのは、この領域 I に属しているためと考えられる。一方、破線で示した水面接触型の揚圧力 $P_W/W_0 H$ についてみると、縮尺の小さな場合には空気圧縮型の揚圧力 $P_A/W_0 H$ と逆の傾向を示すものと考えられる。すなわち空気圧が増加しない場合には水面は上昇を続け、床版に衝突することにより水面接触型の揚圧力が発生する。しかし空気圧の増加とともに水面の上昇速度は低下し、水面接触型の力は小さくなるであろう。

一定である。これに対して $\bar{P}_1$ は縮尺 S によって変化し、 S が大きくなるとともに $\bar{P}_1$ も大きくなる。

今ここで式 (11) に示すように、ある縮尺 S' より大きな縮尺 S に対して、 $\bar{P}_1$ が $\bar{P}_2$ より大きくなるような S' を考える。

$$\bar{P}_1(S) \geq \bar{P}_2 \quad \text{for } S \geq S' \quad \dots\dots\dots (11)$$

すなわち、 $S > S'$ なる縮尺 S においては空気を圧縮する水塊の持つ運動量は十分に大きいことから、空気の漏出を無視した場合においても、水塊はリブブロック内部に空気を閉じ込めることができる。したがって、縮尺 S' はこのような縮尺における最小の縮尺である。実際の現象では空気の漏出は無視できず、漏出口幅が十分に小さくなるまで空気の圧力はほとんど上昇しない。この時水塊の持つ運動量はほとんど変化せずに図1の破線に近づく。すなわち、実際の現象においても、 S' より大きな縮尺においては空気を圧縮する水塊が十分に大きな運動量を持ち、空気はリブブロック内に閉じ込められるものと考えられる。

(2) 近似解の検証

次にこの S' なる縮尺を Bagnold 則の適用限界縮尺 S_L の近似であるとみなし、 S' で S_L をどの程度表現しうるかについて調べてみよう。まずここで得られた S' を示すと、図7～図9中の矢印で示す値をとる。図7～図9は、それぞれ図2～図4と同じ計算結果であり、図中の記号は先の図と同じものである。図中の実線は S' の縮尺における数値計算の結果をもとに、各縮尺での Bagnold 則に従う無次元波圧強度を求めたものである。各図とも S' より大きな縮尺においては数値計算結果が Bagnold 則から求めた波圧強度の実線とほぼ一致している。したがって縮尺は S' Bagnold 則の適用限界を示す縮尺 S_L を十分表わしていると考えて差しつかえなからう。そこで $\bar{P}_1(S_L) = \bar{P}_2$ として S_L を定義する。なお図7において、 S_L は現地のスケール ($S=1$) より大きな値を示しているが、このことは決して水理模型実験が意味のないことを示すものではなく、現地換算をする場合に次節で述べるような考慮を必要とすることを意味している。

4. 現地揚圧力への換算方法

水理実験により揚圧力を推定しなければならない場合、この実験が前説で示した Bagnold 則の適用限界縮尺 S_L より大きな縮尺での実験ならば Bagnold 則を用いて現地揚圧力を算定できる。しかし実際には実験施設等の制約により S_L より小さな縮尺での実験が行なわれることが多い。この小さな縮尺での実験を従来の Froude 則だけに従って現地揚圧力を算定すれば大きめの値が得られ、不経済な設計値を与えることになる。逆に Bagnold 則だけに従って算定すれば小さめの値が得られ、危険な設計値を与えることになる。本説ではこのような条件下での実験結果を用いて現地揚圧力を推定する方法を提案する。

(1) 縮尺 S_L の算定

まず Bagnold 則の適用限界の縮尺 S_L を以下のように求める。始めに、絶対圧力 $\bar{P}_2$ を水面を直線近似することにより式 (12) で求める。

$$\bar{P}_2 = P_0 \left(\frac{R_b - 1/2 \cdot \delta}{R_b + 1/2 \cdot \delta} \right) \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここで δ は式 (8) を用いて求められる。またこの時の縮尺は任意である。次に、 $\bar{P}_2$ を式 (1) に代入して縮尺 S_L における Bagnold 数 $B_{\theta L}$ を求めると次式で表される。

$$B_{\theta L} = 5 \left(\frac{\bar{P}_2}{P_0} \right)^{2/7} + 2 \left(\frac{\bar{P}_2}{P_0} \right)^{-5/7} - 7 \quad \dots\dots\dots (13)$$

さらに現地での値を用いて、式 (5)～(9) により現地での $(B_{\theta})_p$ を求め、最後に、式 (12)、(13) 及び S_L の定義式 $\bar{P}_1(S_L) = \bar{P}_2$ より Bagnold 則の適用限度縮尺 S_L を求めると、式 (14) が得られる。

$$S_L = B_{\theta L} / (B_{\theta})_p \quad \dots\dots\dots (14)$$

(2) 現地スケールでの揚圧力の算定

現地のスケールを1とした時の実験の縮尺 S_e を用いて、次の3つの場合に分けて考える。

(i) $S_e > S_L$

この場合は Bagnold 則の適用範囲内であるので Bagnold 則のみを用いて現地揚圧力を算定できる。まず実

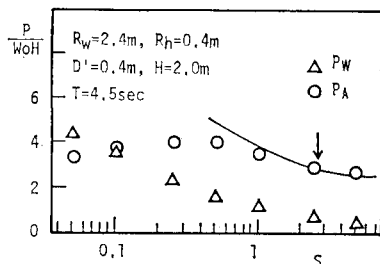


図7 Bagnold 則の適用最小縮尺 (その1)

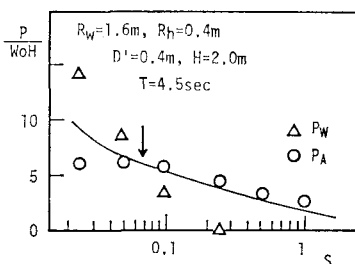


図8 Bagnold 則の適用最小縮尺 (その2)

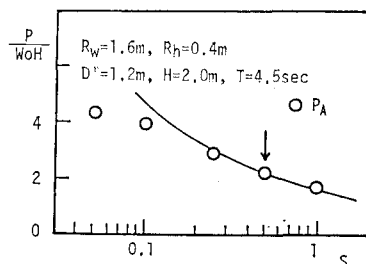


図9 Bagnold 則の適用最小縮尺 (その3)

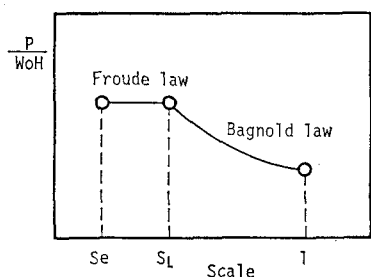


図-10 揚圧力の2段階算定方法

験での圧力 P_e を絶対圧力 P' に変換する.

$$\bar{P}' = P_e + P_0 \quad \dots\dots (15)$$

この $\bar{P}'$ を用いて実験において Bagnold の方程式を満たす Bagnold 数 B_{ge} を

式 (1) を用いて求める. 次に, 式 (3) に従って B_{ge} を $1/S_e$ 倍し現地での Bagnold 数 $(B_g)_p$ をもとめる. 現地棧橋に作用する絶対揚圧力 $\bar{P}_p (= P_p + P_0)$ は $(B_g)_p$ とともに式 (1) を満たすので, これを解くことにより求められる. 最後に, 大気圧を基準とする設計圧力 P_p は次式で与えられる.

$$P_p = \bar{P}_p - P_0 \quad \dots\dots\dots (16)$$

(ii) $S_e < S_L < 1$

この場合には 図-10 に示すように2段階に分けて換算を行なわなければならない. まず区間 $[S_e, S_L]$ は Froude の相似則を用いて実験結果を縮尺 S_L での値に換算する. この換算値を用いて区間 $[S_L, 1]$ は Bagnold 則により現地揚圧力を求める. すなわち水の単位体積重量 W_0 , 波高 H で実験結果を無次元化すると Froude 則では縮尺に依らず一定値を示すので,

$$\frac{P_e}{(W_0 H)_e} = \frac{P_L}{(W_0 H)_L} \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここで添字 L は縮尺 S_L における値であることを示す. 次に Bagnold 則による換算法はすでに (i) で述べた方法において, 式 (17) 中の P_e を P_L とし, さらに S_e を S_L に置きかえれば P_p が求められる.

(iii) $1 < S_L$

この場合 Bagnold 則を用いることができないので Froude 則のみで換算すればよい.

(3) 各換算法による現地換算値の比較

表-1 は 図-2~図-4 に示した各ケースについて, $1/20$ 縮尺で実験を行なった場合の実験結果を, 従来提案されている Bagnold 則, Froude 則および本換算法を用いて現地揚圧力に換算した各換算値, および数値計算値を無次元波圧強度により表わしたものである. 図-2 のケースについては, $S_L > 1$ であることから本換算法による結果は Froude 則のみの結果と一致している. 他の2つについては, 本換算法による結果は Froude 則, Bagnold 則による結果の間に位置し, 数値計算結果より安全側の値を与えている. しかし図-4 の場合に本換算法によると安全側にすぎた値を示すようであるが, これは S_L をやや大きく見積りすぎた結果であり, S_L の算

表-1 換算結果の比較

	Froude 則	Bagnold 則	本換算法	数値計算
図 2	4.21	1.09	4.21	3.52
図 3	7.31	2.07	2.73	2.39
図 4	4.43	1.06	3.35	1.74

定方法に若干の問題があるものとする.

5. あとがき

まず棧橋に作用する揚圧力の縮尺効果を数値実験により明らかにし Bagnold 則の適用しうる縮尺の下限値 S_L が存在することを示した. またこの S_L の近似計算法を提案するとともに, 水理実験により揚圧力を求める場合の換算手法を S_L を用いて使い分ける方法を示した. そして Froude 則, Bagnold 則による各換算結果と, 本換算法による値を数値計算結果と比較した結果, 本換算法の妥当性が示された. なおこの Bagnold 則の適用限界縮尺 S_L はリブブロック毎に異なる値を取り, 現地揚圧力への換算方法が異なることもありうるので, 注意が必要である. また, Bagnold 型の方程式 (例えば式(1)) から圧力を求める場合には, 従来提案されている近似式⁴⁾を用いれば簡単に求められる.

最後に波力研究の最大の課題である揚圧力の減勢工法について, 著者らの見解を加えておこう. 従来提案されている減勢方法としては積極的に空気を閉じ込める方法 (永井ら⁹⁾, 中村ら¹⁰⁾) と空気抜き孔を床版に設ける方法がある. 本論文で示したように実験室スケールでは水面接触型の圧力が卓越しやすく, 逆に現地スケールでは空気圧縮型の圧力が卓越する傾向にある. この観点から見ると空気抜きの波圧減少手法はより実用的, 実際的な方法であると考えられよう. ただしその有効性については, 孔の大きさ, 種々の入射波に対する安定した波圧減少効果など, 検討すべき問題も数多く残されている.

参 考 文 献

- 1) 中村孝幸・川本浩二・藤田昌夫: 棧橋床版に作用する衝撃揚圧力の減勢法に関する研究, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 342-346, 1983.
- 2) 谷本勝利・高橋重雄・和泉田芳和: 水平床版に働く揚圧力に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第17巻2号, pp.3~47, 1978.
- 3) 榎木 亨・後野正雄: 棧橋床版に作用する揚圧力特性に及ぼす空気層の効果に関する研究, 土木学会論文集, 第381号/II-7 pp. 141-149, 1987.
- 4) 永井莊七郎・久保 直・時川和夫: 棧橋床版に働く揚圧力に関する研究(その1), 第13回海岸工学講演会論文集, pp. 112-119, 1966.
- 5) 中村孝幸: エアーアクション効果を利用した棧橋揚圧力の減勢法とそのモデル則に関する研究, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 599~603, 1985.