

リップ付き棧橋床版に働く揚圧力の数値計算法
—半没水リップの場合—

大阪大学 正員 後野 正雄

大阪大学 正員 榎木 亨

1. まえがき: 本研究では鉛直壁前面に設けられた棧橋の床版下面のリップが水面に接しているか、半没水の状態で棧橋床版に作用する揚圧力の解析方法について論じたものである。これは現実の問題としては高潮位時の棧橋を対象としたものである。静水時にリップが半没水しているような状況の時には、リップと床版で囲まれたリップブロック内部の空気は常時閉じ込められた状態に近く、波の運動とともに圧縮、膨張し、リップブロック内の空気の変動圧力は正弦的な変化、あるいは整流化されて正弦変化の正の圧力部分のみを取り出したような変化を示すことが多い。すなわち、波、構造物、閉じ込められた空気との3者の相互干渉問題を解くことにより揚圧力が求められる。ここではグリーン関数による解析手法を用いることとする。

2. グリーン関数法による波変形の解析: 対象とする領域を図1に示すような鉛直2次元半無限領域とし、線型波動論を用いれば波動場の速度ポテンシャル $\phi(x, z, t) = e^{i\omega t}$ は入射波と散乱波の速度ポテンシャル $\phi_I(x, z, t)$ 、 $\phi_D(x, z, t)$ の線形和で表わされる。グリーン関数を用いた散乱波の速度ポテンシャル ϕ_D は、次式で示される。

$$\phi_D(x, z) = \int_s f_s(X, Z) \tilde{G}(x, z; X, Z) ds(X, Z) \quad (1)$$

ここに、 $f_s(X, Z)$ はわき出し分布関数と呼ばれグリーン関数 $\tilde{G}$ の強さを与える。 s は物体表面の境界であり、ここではリップブロック内の水表面も物体表面の一部と考える。 $\tilde{G}(x, z; X, Z)$ は半無限領域において適用可能なグリーン関数であって、無限領域における波動場のグリーン関数 $G(x, z; X, Z)$ により鏡像法を用いて

$$\tilde{G}(x, z; X, Z) = G(x, z; X, Z) + G(x, z; -X, Z) \quad (2)$$

として与えられる。また G は次のようである。

$$G = -i \sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n}{k_n} \cosh\{k_n(h+z)\} \cosh\{k_n(h+Z)\} e^{-ik_n|x-X|} \quad (3)$$

$$\sigma^2 = g k_n \tanh k_n h \quad k_o = \sigma^2 / g \quad (4)$$

$$C_n = \frac{k_n^2 - k_o^2}{(k_n^2 - k_o^2)h + k_o} \quad (5)$$

3. リップブロック内の変動空気圧による水面条件の変化: リップブロック内に閉じ込められた空気と波の相互干渉による空気圧変動はリップブロック内の水面における境界条件を変化させる。まず線型化されたベルヌーイの圧力方程式をリップブロック内の水面に適用すると、

$$\frac{\partial}{\partial t}(\phi_I + \phi_D) + \frac{P_i}{\rho_w} + g(\eta + \bar{z}_i) = 0 \quad (7)$$

ここで P_i は i 番目のリップブロックにおける空気圧力(絶対圧力表示)、 $\bar{z}_i$ はリップブロック内の平均水位である。(図2参照) ここでリップブロック内の空気圧力 P_i に対して清川らの方法を適用し、運動学的境界条件より η を消去すると次式が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial z}(\phi_I + \phi_D) - \frac{\sigma^2}{g}(\eta + \bar{z}_i) + C_i = 0 \quad (7)$$

ここに

$$C_i = \frac{P_{i0} \gamma}{\rho_w g V_{i0}} \int_{A_i} \frac{\partial}{\partial z}(\phi_I + \phi_D) dA_i \quad (8)$$

TORU SAWARAGI, MASAO NOCHINO

また P_{10} 、 V_{10} は静水時におけるリブブロック内の空気、の絶対圧力及び体積、 γ は空気、の比熱比である。数値計算においては物体表面上とリブブロック内の水面、すなわち境界 S を有限個の線素分 ΔS_j に分割し、線素分上、で“わき出し”の強さを一定とみなし、式(7)、(8)を離散化し、計算を行なった。

4. 計算結果と実験値の比較: 図3 (a)、(b)、(c) はクリアランス波高比 $D/H=0.0$ 、入射波高 $H=4.6\text{cm}$ と一定で、周期 T の異なる3ケースについて実験結果と計算結果の比較を示したものである。同図は空気の変動圧力の片振幅 P を波高と単位体積重量 W_0 で無次元化し、その空間分布を示したもので、図中の口は実験値を、○は計算値を示している。いずれの周期においても計算値は沖側のリブブロックでやや大きめの圧力が表われ、他はほぼ一定値を示しているが、実験結果においては圧力の空間分布の変化が大きく、特に周期の長い図3(c)においてそれが著しい。また周期が長くなるにつれて(図中(a)、(b)、(c)の順)全体的な圧力は大きくなる傾向を、実験値、計算値ともに示しているが、圧力の絶対値については実験値と計算値に差異が見られる。これらの差異の原因としては種々考えられるが、最も重要なものはリブブロック内の空気、の密閉状態であろう。すなわち数値計算手法のモデル化においては空気はリブブロック毎に密閉されているものと仮定している。しかし実験ではリブブロック沖側下端からの空気、の漏出、あるいは気泡の発生が見られる。この空気、の漏出は周期が長い場合でかつ岸側のブロック程顕著である。従って岸側ブロック程圧縮、膨張する空気量が少なる。一般に体積変化量が同じであれば、体積が小さい程圧力上昇は大きくなる。図3(c)で実験値の岸側ブロックの圧力が大きくなっているのはこの理由によるものと考えられる。

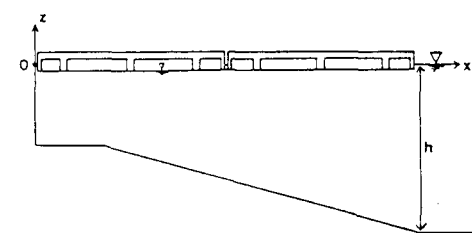


図1 解析対象領域

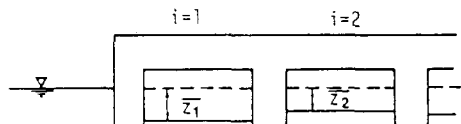


図2 リブブロック内の水面条件

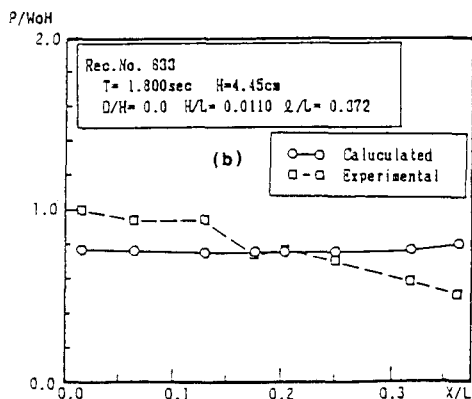
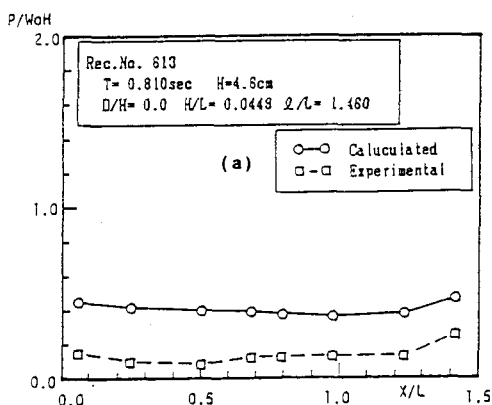
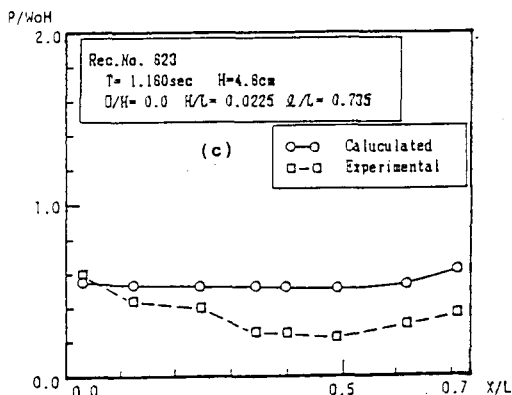


図3 計算結果と実験結果の比較