

ケーソン防波堤連結目地内における流体共振の発生条件に関する研究

金沢大学大学院

○藤井 誠

金沢大学工学部

北村秀之

金沢大学工学部 正会員

斎藤武久・石田 啓

1. はじめに ケーソン防波堤連結目地は、そのスケールが構造の代表長さに比べて極めて小さいため、従来、目地内での流体挙動が技術的に論じられることは少なかった。しかし、悲しくも痛ましい事故となった平成13年の大蔵海岸陥没事故¹⁾を教訓に、目地など、間隙内における流体挙動の正確な把握の必要性が指摘されている。これに関連して、著者ら^{2), 3)}は、ケーソン防波堤連結目地内での流体挙動特性を実験により検討し、目地内での流体共振の発生を報告している。具体的には、写真-1に例示するような目地内での流体共振(1次モード)の発生を確認し、その発生条件を無次元波数 kL (k : 入射波の波数, L : 目地長さ)と波高増幅率との関係から図-2のような共振スペクトルとして整理している。さらに、漸近接合法を用いた理論解析により、流体共振の発生条件の漸近解が $kL=n\pi$ ($n=1, 2, \dots$)となることを示している。ただし、この漸近解は、目地幅 $2a$ をゼロへ漸近させた場合の解であり、流体共振の発生条件に関して、およそその目安となるに留まっている。本研究では、上述の理論解析法を発展させ、流体共振の発生条件として、目地幅などの幾何形状特性を考慮した共振スペクトルを理論的に誘導し、実験結果との比較から、理論解析法の妥当性を検討する。

2. 理論解析方法 図-3に示すように、ケーソン防波堤へ入射波が直角入射する場合を対象として、解析領域を(I)入射波側外部領域、(II)目地端部領域、(III)目地内部領域、(IV)岸側外部領域に分割し、それぞれの領域で線形ポテンシャル理論に基づき速度ポテンシャルを次式のように定義する。

$$\text{領域(I)} \quad \phi_{(I)} = -2 \frac{igA}{\omega} \cos kx + Q_R \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_0^{(1)}(kr_{Rm}), \quad r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad i = \sqrt{-1} \quad \dots (1)$$

$$\text{領域(II)} \quad \phi_{(II)} = \text{Re}W(\tau) = \text{Re}(M \ln \tau + C), \quad \hat{z} = \frac{2a}{\pi} \left[-i(\tau^2 - 1)^{1/2} + \ln(\tau / ((\tau^2 - 1)^{1/2} + i)) \right], \quad \hat{z} = x + iy \quad \dots (2)$$

$$\text{領域(III)} \quad \phi_{(III)} = \bar{B} e^{-ikx} + D e^{ikx} \quad \dots (3) \quad \text{領域(IV)} \quad \phi_{(IV)} = Q_L \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_0^{(1)}(kr_{Lm}) \quad \dots (4)$$

ここに、 A は入射波振幅、 g は重力加速度、 ω は角振動数、 $H_0^{(1)}(kr)$ は第1種0次ハンケル関数、 Q は湧き出し強さ、下付き添え字 R と L は目地入射波側および岸側端部位置を表す。なお、外部領域では、目地による影響を連続壁面上の点湧き出しにより表現し、目地端部領域では、写像変換を利用した。上式中の未知数は、 Q 、 M と C (目地岸側端部の速度ポテンシャルは $\bar{M}$ と $\bar{C}$ として式(2)と同一な記述)、 $\bar{B}$ と D となるが、隣り合う領域への漸近速度ポテンシャルを誘導・接合し、項別に等値すると未知数 $\bar{B}$ と D が次式のように定まる。

$$\begin{pmatrix} \bar{B} \\ D \end{pmatrix} = \frac{2igA/\omega}{(1+ka\hat{R})(1+ka\hat{R})e^{-ikL} - (1-ka\hat{R})(1-ka\hat{R})e^{ikL}} \begin{pmatrix} (1+ka\hat{R})e^{-ikL} \\ -(1-ka\hat{R})e^{ikL} \end{pmatrix}, \quad \hat{R} = \left(1 + \frac{2i}{\pi} \ln \frac{2\gamma k a}{e\pi} + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} H_0^{(1)}(kmd) \right), \quad H_0^{(1)} = J_0 + iN_0 \quad (5)$$

ここに、 γ はオイラ一定数を表し、 $d=B+2a$ である。式(5)を用いて式(3)中の $\bar{B}$ と D を消去し、水面での力学的境界条件により、目地内の水面変動 η は次式のように記述できる。

$$\eta = 2A(S + iT)/(U + iV) \quad \dots (6)$$

$$\begin{aligned} S &= 2ka \left(1 + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) \right) \cos k(L+x), \quad T = 2 \left[-\sin k(L+x) + ka \left(\frac{2}{\pi} \ln \frac{2\gamma k a}{e\pi} + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd) \right) \right] \\ U &= 4ka \left(1 + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) \right) \cos kL - 2(ka)^2 \left[-\frac{4}{\pi} \ln \frac{2\gamma k a}{e\pi} - 8 \sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) \sum_{n=1}^{+\infty} N_0(kmd) - \frac{8}{\pi} \ln \frac{2\gamma k a}{e\pi} \sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) - 4 \sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd) \right] \sin kL \\ V &= 4ka \left(\frac{2}{\pi} \ln \frac{2\gamma k a}{e\pi} + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd) \right) \cos kL - 2 \sin kL \left[1 + (ka)^2 \left[1 - \left(\frac{2}{\pi} \ln \frac{2\gamma k a}{e\pi} \right)^2 + 4 \left(\sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) \right)^2 - 4 \left(\sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd) \right)^2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{8}{\pi} \ln \frac{2\gamma k a}{e\pi} \sum_{m=1}^{+\infty} N_0(kmd) + 4 \sum_{m=1}^{+\infty} J_0(kmd) \right] \right] \end{aligned}$$

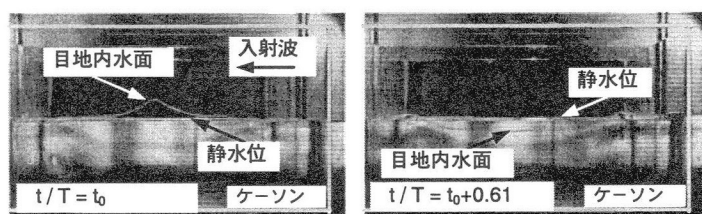
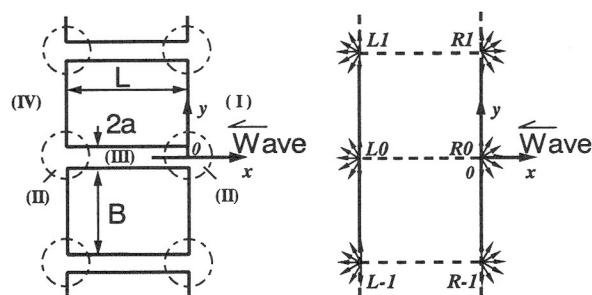
写真 - 1 目地内での水面変動 ($2a/L=0.034, kL=3.12$)

図 - 3 座標系 (右図は外部領域の場合)

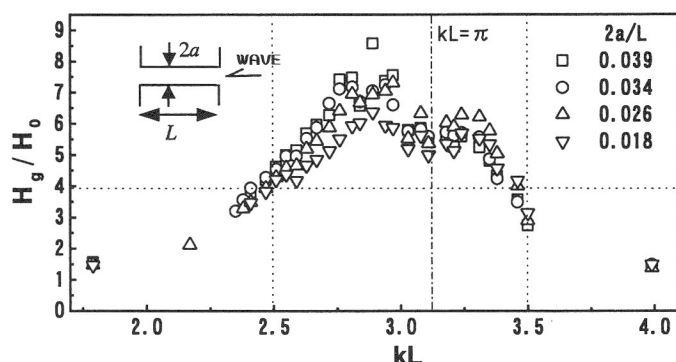


図 - 2 流体共振の発生範囲

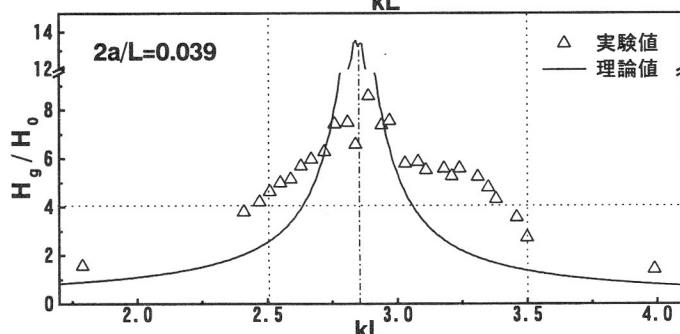
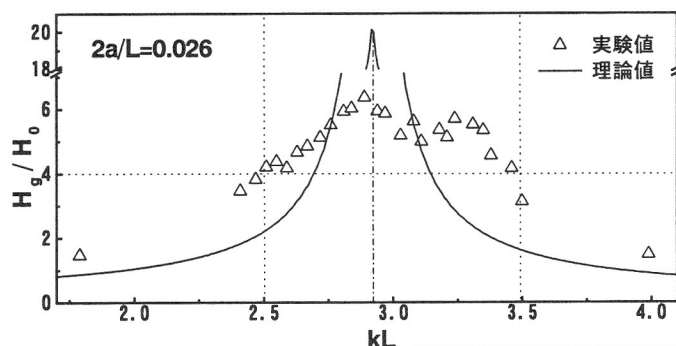


図 - 4 理論解析結果と実験結果との比較

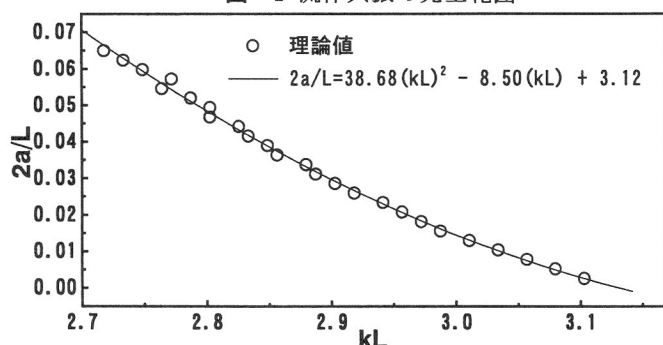


図 - 5 形状比の変化に伴う流体共振発生条件の変化

さらに、式(6)を変形し、その絶対値を求めた次式により、目地内任意位置での共振スペクトルが得られる。

$$|\eta/H| = \sqrt{((SU + TV)/(U^2 + V^2))^2 + ((TU - SV)/(U^2 + V^2))^2}, H = 2A \quad \cdot \cdot (7)$$

3. 解析結果および考察 式(7)を用いて目地中央位置 $x = -L/2$ での共振スペクトルの結果を図-4に例示する。図より、実験で波高増幅率が最大となった $kL = 2.89 (2a/L=0.039)$ および $kL = 2.97 (2a/L=0.026)$ 付近において、理論解析による共振スペクトルは極値を示し、最も顕著な流体共振発生時の無次元波数は実験結果と極めてよく一致することが分かる。ただし、理論解析では、目地端部からの剥離の影響や非線形性の効果を見逃しているため、波高増幅率を正確に評価することはできず、この点に関しては別途検討が必要である。次に、式(7)を用いて、形状比 $2a/L$ の変化に伴う流体共振発生時の無次元波数の変化特性を検討した結果を図-5に例示する。実験結果より、形状比の増加に伴って、流体共振発生時の無次元波数が低周波側へシフトすることが分かっているが、その変化特性は、図に示す回帰曲線によって整理された。

4. まとめ 本研究では、ケーソン防波堤連結目地内での流体共振の発生条件を理論的に考究し、流体共振の発生条件を共振スペクトルにより整理した。実験結果との比較から、増幅率の正確な予測にはさらに検討を必要とするものの、線形ポテンシャル理論に基づいた理論解析結果より、目地内で増幅率が最大となる場合の無次元波数を特定できることが分かった。

参考文献

- 1) 大蔵海岸陥没事故調査小委員会：平成13年度 大蔵海岸陥没事故調査小委員会 最終報告書 2002.
- 2) T. Saitoh, G.P. Miao and H. Ishida :Experimental study on resonant phenomena in a narrow open channel under waves, *Proc. of the 12th Int.Offshore and Polar Engineering Conf.*, pp.622-627, 2002.
- 3) 斎藤武久・荒木孝之・Miao, G.P.・石田 啓：ケーソン連結目地内での流体共振特性とその発生条件, 海岸工学論文集, 第50巻, pp.786-790, 2003.