

ケーソン防波堤連結目地内での流体共振特性に及ぼす入射角の影響

Effects of Incident Wave Angle on Resonant Fluid Motions in Joint Gaps of Caisson-type Breakwater

細沼宏之¹・斎藤武久²

Hiroyuki HOSONUMA and Takehisa SAITOH

In this study, fluid resonance in the narrow joint gaps of a caisson-type breakwater is investigated experimentally and theoretically. Particular focus is placed on the effect of the incident wave angle on the condition for the occurrence of fluid resonance and the increase of wave height in the gaps at resonance. A three-dimensional wave basin with a snake-type wave generator is used in the experiments, and the theoretical analysis is carried out using the method of matched asymptotic expansions. Then, it is found that the incident wave period and the increase of wave height in the gaps as fluid resonance occurred are independent to the incident wave angle within this experimental conditions, and can be predicted using the knowledge subject to the case that the incident wave travels perpendicular to the breakwater.

1. 緒論

波と構造物との相互干渉問題に関して、構造物内の脆弱部へ作用する波力の評価は性能設計上重要であり、構造物周辺の波動場を正確に把握することは必要不可欠である。特に、波動場に複数の柱体が存在する場合、入射波と複数の構造物からの回折波の干渉などにより、複雑な流況が形成されるため、これまでに様々な理論解析および数値解析による研究が行われている。(例えば、Dalrympleら, 1990; Evansら, 1997)しかし、これらの研究は、構造物間の距離が比較的大きな場合を対象としており、近接した構造物を想定したものではない。

これに関連して、斎藤ら(2005b, 2006)は大蔵海岸陥没事故を契機に、ケーソン式構造物の脆弱部の1つ、連結目地に着目し、ケーソン護岸連結目地内での流体共振の発生とそれに伴う多くの危険性を明らかにしてきた。

この連結目地内での流体運動に関して、斎藤ら(2005a, 2008)は、規則波がケーソン防波堤へ直交入射する場合を対象に理論解析および室内実験で検討し、目地のような微小間隙内でも流体共振現象が発生し、共振発生時の目地内波高は極端に増幅され、規則波の場合、目地内波高は入射波高の8倍に達することを見出している。さらに、著者ら(細沼ら, 2008, 2009)は不規則波が直交入射する場合についても、静穏時にも関わらず目地内では荒天時に相当する流体運動が発生する可能性を明らかにしてきている。この結果は、穏やかな常時波浪の場合でも、連結目地の幾何条件によっては、極端な波

高の増幅が目地内で発生し、例えば目地端部での極端な水平方向流速の発生といった危険性を示唆するものと考えられる。

本研究では、これまでに得られた流体共振特性を基礎に研究を進展させ、実際の海象条件で重要な要素となる波向きに着目し、入射角の変化が目地内の流体共振特性に及ぼす影響を実験的および理論的に考究する。

2. 実験装置および実験方法

図-1に実験装置の概要を示す。実験には、一端にスネーク型造波機が装備された長さ22m, 幅17m, 高さ1mの平面水槽を用いた。なお、他端には消波用斜面として砂利が敷き詰められ、また、水槽側面には消波モールが設置されており、波の反射を防いでいる。

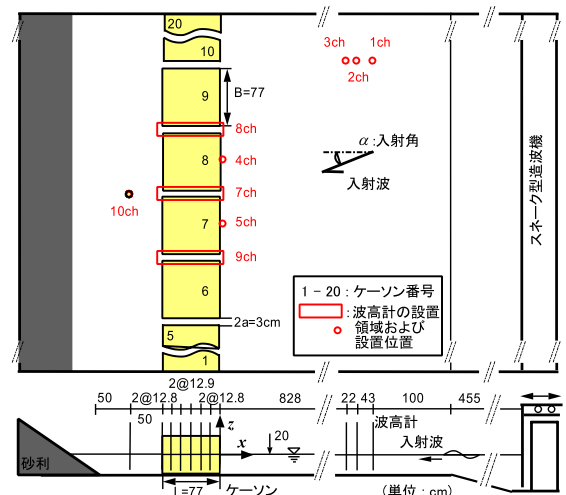


図-1 実験装置の概要

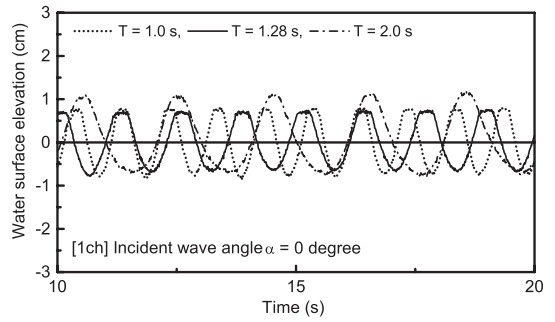
1 正会員 博(工) 石川県 土木部
2 正会員 博(工) 金沢大学 准教授 理工研究域
環境デザイン学系

水槽岸側部に長さ $L = 77\text{cm}$ 、幅 $B = 77\text{cm}$ 、高さ $D = 40\text{cm}$ の矩形ケーソン（ケーソン番号5から10までがアクリル製、1から4および11から20は木製）を目地幅 $2a = 3\text{cm}$ として設置した。この設定は、入射波に対向して無限列となるケーソン防波堤の配置を想定している。ケーソンには水位 30cm の水を注入し固定した。

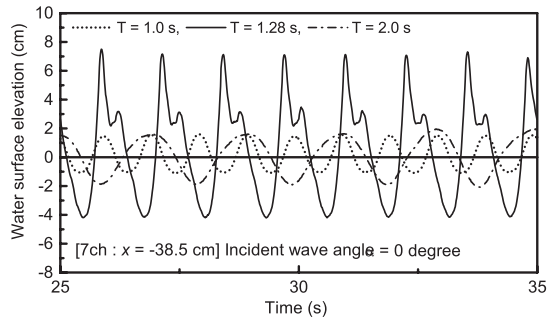
実験条件としては、水深 $h = 20\text{cm}$ に固定し、入射波には周期 $T = 1.0 \sim 2.0\text{s}$ 、波高 $H = 1.4 \sim 1.8\text{cm}$ 、入射角 $\alpha = 0, 5, 10$ および 15° の規則波を用い、合計48ケースの実験を行った。水面変動の時間変化記録は3つの目地内および6箇所の目地外で取得し、目地内の水面形状の画像データをデジタルビデオカメラで取得した。なお、本実験で使用する造波機は位置制御で造波が行われる。このため、造波開始からしばらくして防波堤および造波板との間で多重反射が発生する。このため、本実験では、水面変動データの取得を造波開始直後からの約60秒間とし、取得データから波高を計算する際には、取得された各計測位置でのデータをそれぞれ目視により確認しながら、線形波動論に基づいた波の伝達時間を参考にして多重反射前の時間における平均波高を採用した。後述するように、目地内での波高増幅率は、目地内平均波高 H_0 を入射波高で除した無次元波高で評価する。この時の入射波高には、ケーソン模型を取り除き、それぞれの連結目地前面位置で新たに取得したデータを用いて計算した平均波高を採用している。

3. 実験結果および考察

図-2 (a) および (b) に、入射角が 0° の場合に目地外部 (ch.1) および目地中央部 (ch.7, $x = -L/2\text{cm}$) で計測された水面変動の時間変化記録を例示する。図中の横軸は、造波開始からの経過時間を表している。図より、目地外部では、対象とする全ての入射波周期において、水面変動は非常に小さな値となっているが、目地内では、 $T = 1.28\text{s}$ の場合に、水面変動が極端に増幅されていることが分かる。これに対し、 $T = 1.0\text{s}$ および 2.0s の場合には、目地内での顕著な波高増幅は見られない。さらに、目地内の水面変動周期は全てのケースで入射波周期に一致していた。これらの結果は、特定の入射波周期に対応した目地内での流体共振の発生を示すものであり、2次元水槽で実施した既往の実験結果 (斎藤ら, 2005a) とも一致している。一方、入射角が 10° の場合の結果を図-3に示す。図より、入射角 0° の場合と同様に、 $T = 1.28\text{s}$ の場合のみに目地内で極端な水面変動の増幅が確認できる。目地内の水面形状に関しても、 0° の場合と同様な共振モードが確認されている。このことは、目地内での流体共振の発生が入射波の入射角には依存しないことを示唆するものである。

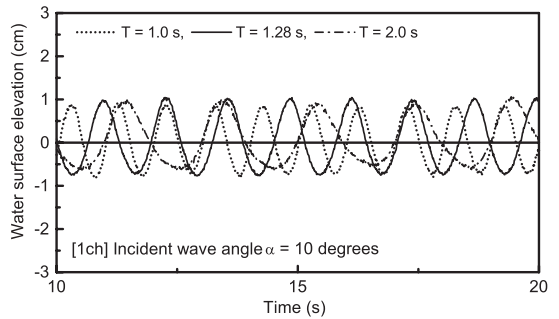


(a) 目地外部 (ch.1)

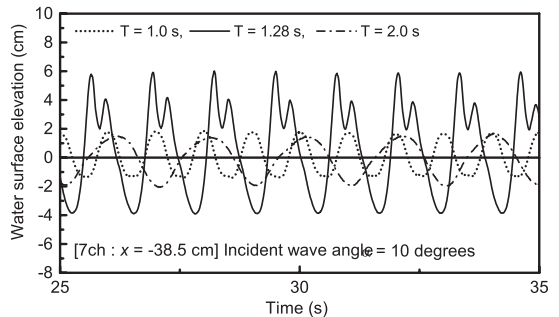


(b) 目地中央部 (ch.7)

図-2 目地外部 (ch.1) および目地中央部 (ch.7, $x = -L/2\text{cm}$) で計測された水面変動の時間変化記録 ($\alpha = 0^\circ$)



(a) 目地外部 (ch.1)



(b) 目地中央部 (ch.7)

図-3 目地外部 (ch.1) および目地中央部 (ch.7, $x = -L/2\text{cm}$) で計測された水面変動の時間変化記録 ($\alpha = 10^\circ$)

次に、入射角の変化に伴う流体共振時の目地内流体平均波高 H_g の空間分布特性を明らかにする。入射波周期 $T=1.28s$ のケースでの目地内 (ch.7) 波高分布を図-4に示す。図中の H_g は目地内波高を示す。図より、波高分布は、目地中央部 ($x=-L/2cm$) を腹および目地両端部 ($x=0, x=-Lcm$) を節とする1次モードに近い波高分布の発生が確認できる。加えて、各計測位置での波高増幅率 H_g/H は、入射角の変化に関わらずほぼ等しいことが分かる。以上の結果は、入射角の違いによらず、目地内での流体運動特性が入射波周期に大きく依存することを示している。

さらに、入射角による目地内における流体共振の発生条件に関連して、入射波周期と波高増幅規模の関係を詳細に検討するため、入射波の無次元波数 kL と最大波高 H_{g-max}/H との関係を図-5に示す。ここで、波数 k は線形波動理論によるものである。目地内における最大波高 H_{g-max} は、すべてのケースで目地中央部 ($x=-L/2cm$) において発生した。すなわち、図中に示される目地内最大波高 H_{gc} は、目地中央部で得られたものである。この実験で得られた目地内における波高増幅率 H_{gc}/H は、今回対象とした実験条件の範囲では入射角によらず、ほぼ $kL=2.9$ で最大となり、流体共振時の無次元波数 kL と最大波高増幅率 H_{g-max}/H との関係が、二次元水槽を使用した実験により得られた結果と良く一致している。これは、目地内の流体共振発生条件および波高増幅が、二次元水槽実験により評価できることを示している。

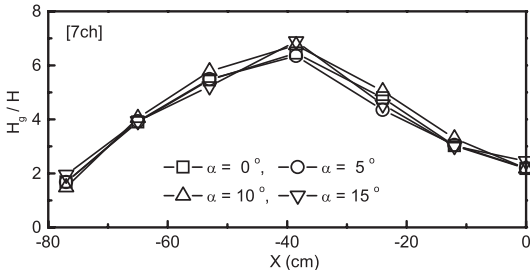


図-4 目地内平均波高の空間分布特性 (ch.7)

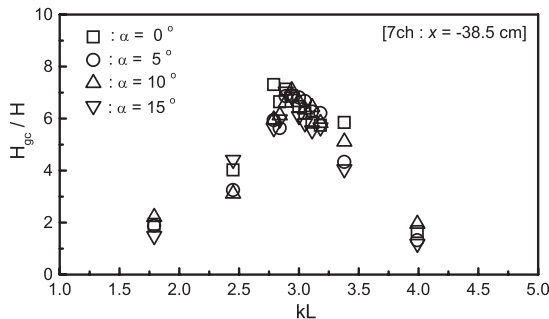


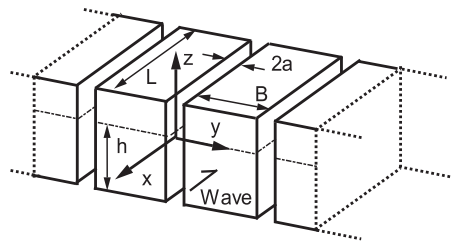
図-5 入射波の無次元波数 kL および目地内での波高増幅率 H_{g-max}/H との関係 (実験結果, ch.7)

4. 理論解析

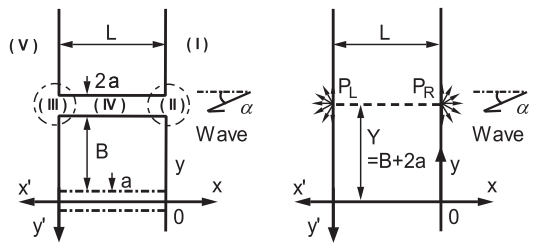
図-6 (a) に座標系を示す。本研究では、幅 B 、目地長さ L のケーソンが、一定水深 h 上に目地幅 $2a$ で無限設置され、入射波がケーソンへ入射する場合を想定する。入り口の狭い矩形港湾内の共振発生条件の誘導手法 (Mei, 1989) である漸近接合法を用いて目地内での速度ポテンシャルを導き、入射波の無次元波数 kL と目地内の無次元水面変位 $|\eta/H|$ との関係、すなわち流体共振スペクトルを誘導する。ただし、Mei (1989) が採用した目地沖側端部を原点とする座標系では、入射波速度ポテンシャルを原点へ漸近展開することが、入射角を直交入射へと拘束し、入射角の影響を取り込むことができない。そこで、本研究では斎藤ら (2009) に倣い、目地位置を図-6 (b) に示すように変更した新たな座標系で漸近速度ポテンシャルを誘導し、入射角の影響を取り込む。ただし、入射角の変化が目地内での流体運動に与える影響の有無に着目することを目的に、ここでは解析の第一段階として単一の目地のみが存在する場合を対象に理論展開を行う。

この時、解析領域を (I) ケーソン前面外部領域、(II) 目地前面端部領域、(III) 目地背面端部領域、(IV) 目地内部領域および (V) ケーソン背後外部領域 (図-6 (b) を参照) に分割し、各領域における速度ポテンシャルを次式で定義する。

$$\phi_{(I)} = -\frac{igH}{\omega} e^{-iky \sin \alpha} \cos(kx \cos \alpha) + Q_R H_0^{(1)}(kr_{PR}) \dots\dots\dots (1)$$



(a) 概念図



(b) 領域分割

(c) 外部領域

図-6 座標系

$$\phi_{(M)} = \text{Re}_i W(\tau) = \text{Re}_i (M \ln \tau + C) \quad \dots (2)$$

$$\hat{z} = \frac{2a}{\pi} \left\{ -i (\tau^2 - 1)^{\frac{1}{2}} + \ln \frac{\tau}{(\tau^2 - 1)^{\frac{1}{2}} + i} \right\}$$

$$\hat{z} = x + iy', i = \sqrt{-1}, y' = y - Y$$

$$\phi_{(M)} = \text{Re}_j W(\tau') = \text{Re}_j (\bar{M} \ln \tau' + \bar{C}) \quad \dots (3)$$

$$\hat{z}' = \frac{2a}{\pi} \left\{ -i (\tau'^2 - 1)^{\frac{1}{2}} + \ln \frac{\tau'}{(\tau'^2 - 1)^{\frac{1}{2}} + i} \right\}$$

$$\hat{z}' = x' + iy'', i = \sqrt{-1}, x' = -(x + L)$$

$$\phi_{(N)} = B e^{-ikx} + D e^{ikx} \quad \dots (4)$$

$$\phi_{(V)} = Q_L H_0^{(1)}(kr_{P_L}) \quad \dots (5)$$

ここに、 i は虚数単位であり、 σ は分散関係 $\sigma^2 = gk \tanh kh$ (g は重力加速度)を満足する角振動数である。また、 $H_0^{(1)}$ (kr)は0次第一種ハンケル関数を表し、 r は目地位置P点(後述する湧き出し点の位置)から対象点までの距離、 α は入射角を表す。なお、目地の存在が波動場に及ぼす影響は、目地を取り除いた連続直立壁上に点湧き出しを設けることによって考慮し(図-6(c)を参照)、式(2)および式(3)の目地端部領域における流体運動の記述では、シュワルツ-クリストッフ変換を用いている。

式中の未知数 $Q_R, M, C, \bar{M}, \bar{C}, B, D$ および Q_L は、上述の速度ポテンシャルから、隣り合う領域への漸近速度ポテンシャルを領域間で等値することで得られる。

ケーソン前面領域 P_R において、式(2)と式(4)および式(1)と式(2)の漸近解をそれぞれ項別に等値することで式(6)~式(9)が導かれる。さらに、 Q_R, M および C を消去することで、目地内部速度ポテンシャル式(4)内の振幅に関する未知数 B および D の関係式が式(10)のように得られる。

$$B + D = C - M \ln \frac{e}{2} \quad \dots (6)$$

$$ik(-B + D) = \frac{\pi M}{2a} \quad \dots (7)$$

$$-\frac{igH}{\omega} e^{-ikY \sin \alpha} + Q_R \left(1 + \frac{2i}{\pi} \ln \frac{ky}{2} \right) = M \ln \frac{\pi}{2a} + C \quad \dots (8)$$

$$\frac{2i}{\pi} Q_R = M \quad \dots (9)$$

$$(1 + kaR)B + (1 - kaR)D = -\frac{igH}{\omega} e^{-ikY \sin \alpha} \quad \dots (10)$$

同様に、ケーソン背後領域 P_L においては、式(3)と式(4)および式(5)と式(3)の漸近解をそれぞれ項別に等値することで式(11)~式(14)が導かれ、 B および D に関する関係式は式(15)のように得られる。

$$(B e^{ikL} + D e^{-ikL}) = \bar{C} - \bar{M} \ln \frac{e}{2} \quad \dots (11)$$

$$ik(-B e^{ikL} + D e^{-ikL}) = -\frac{\pi \bar{M}}{2a} \quad \dots (12)$$

$$Q_L \left(1 + \frac{2i}{\pi} \ln \frac{ky}{2} \right) = \bar{M} \ln \frac{\pi}{2a} + \bar{C} \quad \dots (13)$$

$$\frac{2i}{\pi} Q_L = \bar{M} \quad \dots (14)$$

$$(1 - kaR) e^{ikL} B + (1 + kaR) e^{-ikL} D = 0 \quad \dots (15)$$

ここで、式(10)および式(15)より、 B および D を整理し、式(4)へ代入することで、目地内部領域での速度ポテンシャルおよび水面変動は次式のように誘導できる。

$$\phi_{(N)} = -\frac{igH}{\omega} e^{-ikY \sin \alpha} \{ (1 + kaR) e^{-ik(x+L)} - (1 - kaR) e^{ik(x+L)} \} / \{ (1 + kaR)^2 e^{-ikL} - (1 - kaR)^2 e^{ikL} \} \quad \dots (16)$$

$$R = 1 + i \frac{2}{\pi} \ln \frac{2kay}{e\pi}$$

目地内の水面変動 η は、式(16)と水面での力学境界条件式から、入射波高による無次元値として次式のように記述できる。

$$\eta_g/H = \frac{W+iX}{S+iT} \quad \dots (17)$$

$$S = 4ka \cos kL + \frac{8}{\pi} (ka)^2 \left(\ln \frac{2kay}{e\pi} \right) \sin kL \quad \dots (18)$$

$$T = 4ka \frac{2}{\pi} \left(\ln \frac{2kay}{e\pi} \right) \cos kL - 2 \left\{ 1 + (ka)^2 - (ka)^2 \left(\frac{2}{\pi} \ln \frac{2kay}{e\pi} \right)^2 \right\} \sin kL \quad \dots (19)$$

$$W = U \cos(kY \sin \alpha) + V \sin(kY \sin \alpha) \quad \dots (20)$$

$$X = V \cos(kY \sin \alpha) - U \sin(kY \sin \alpha) \quad \dots (21)$$

$$U = 2ka \cos k(x + L) \quad \dots (22)$$

$$V = 2ka \frac{2}{\pi} \left(\ln \frac{2kay}{e\pi} \right) \cos k(x + L) - 2 \sin k(x + L) \quad \dots (23)$$

ここに、 $\ln \gamma$ はオイラー一定数を表す。目地内の水面変動に関する流体共振スペクトルは、式(17)の絶対値をとることで、次式のように導かれる。

$$\left| \eta_g/H \right| = \frac{1}{S^2 + T^2} \sqrt{(WS + XT)^2 + (XS - WT)^2} = \frac{\sqrt{U^2 + T^2}}{\sqrt{S^2 + T^2}} \quad \dots (24)$$

ここで、流体共振スペクトル式(24)に着目すると、目地内の無次元水面変位に対応する $|\eta_g/H|$ の値は、入射角には無関係に決定されることが分かる。つまり、式(16)で見られる入射角は、異なる目地間での水面変動の位相差には寄与するものの、水面変動の大きさには寄与しないことを示している。なお、式(24)は防波堤への直交入射を仮定して誘導された既往の研究(斎藤ら, 2005b)で、目地の存在を1つにした場合の関係式と同じであった。このことは、目地内での流体共振の発生条件が、入射角に関係なく、直交入射の場合の結果より予測可能であることを示している。

5. 理論解析結果および考察

理論解析では、目地内の速度ポテンシャルが、入射角 α を含んで式 (16) のように誘導され、入射角の影響は、空間的に異なる目地内での水面変動に発生する位相差として寄与するものの、目地内の共振スペクトルには無関係であることが明らかになった。また、共振スペクトルがピークとなる共振発生条件は、入射角が 0° の場合と同様であった。ここで、理論解析結果の妥当性を確認するため、図-7に共振スペクトルに関する実験結果と式 (24) から得られる共振スペクトルの理論値を併記して比較する。なお、図中の理論値は式 (24) を2倍した無次元波高である。図より、スペクトルが極値となる kL の値は実験結果と良好に一致し、理論解析結果の妥当性が確認できる。この結果は、複数目地の存在が目地相互の流体運動に及ぼす影響は必ずしも大きくないことを示している。

6. 結論

本研究では、ケーソン防波堤連結目地内での共振特性に及ぼす射角の影響を実験的および理論的に考究した。

平面水槽実験より、目地内で最も顕著な流体共振が発生する入射波周期および波高増幅率は、入射角が 15° までの範囲では、入射角の違いに関わらずほぼ一定であり、直角入射を取り扱う2次元水槽実験による結果と同様な傾向を示すことが明らかになった。

漸近接合法を用いた理論解析から、入射角の影響は、異なる目地間での水面変動の位相差には寄与するもの

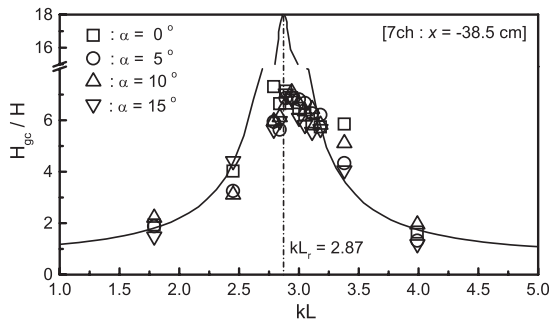


図-7 入射波の無次元波数 kL および目地内での波高増幅率 H_{g-max}/H との関係 (実験結果および理論解析結果, ch.7)

の、目地内での流体共振の発生条件および水面変動の大きさには寄与しないことが導かれた。以上の結果は、平面水槽実験の結果を良好に再現するとともに、直交入射の場合を対象とした2次元水槽実験により、目地内での流体共振特性を十分に予測可能であることを示唆するものであった。

最後に本研究を行うに際し、金沢市役所の吉岡和利氏 (当時、金沢大学大学院生)、愛知県庁の小森祐輝氏 (当時、金沢大学学部生)、福井県庁の高橋卓氏 (当時、金沢大学学部生) には、実験およびデータの整理に終始助力いただいた。ここに記して厚く謝意を表す。なお、本研究は日本学術振興会科学研究費補助金 (一般研究 (C)、課題番号20560473、代表者 齋藤武久) による研究助成によるものであることを記して謝意を表す。

参考文献

齋藤武久・國田 治・G.P.Miao・石田 啓 (2005a): ケーソン防波堤連結目地内での流体共振スペクトル, 海洋開発論文集, 第21巻, pp. 587-592.
 齋藤武久・國田 治・G.P.Miao・石田 啓 (2005b): ケーソン護岸連結目地内での流体共振スペクトルおよび共振発生条件, 海岸工学論文集, 第52巻, pp.796-800.
 齋藤武久・藤井 誠・G.P.Miao・石田 啓 (2006): 不規則波の入射に伴うケーソン護岸連結目地内での流体共振特性, 海岸工学論文集, 第53巻, pp. 495-500.
 齋藤武久・吉岡和利 (2009): ケーソン護岸連結目地内での流体共振特性に及ぼす入射角の影響, 海岸工学論文集, 第65巻, pp. 926-930.
 細沼宏之・齋藤武久・藤井 誠・石田 啓 (2008): 不規則波の入射に伴うケーソン防波堤連結目地内での流体共振特性, 海洋開発論文集, 第24巻, pp. 495-500.
 Dalrymple, R.A. and P.A. Martin (1990): Wave diffraction through offshore breakwaters, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, ASCE, 116/6, 727-741.
 Evans, D.V. and R. Porter (1997): Trapped modes about multiple cylinders in a channel, J. Fluid Mech, 339, 331-356.
 Mei, C.C.(1989): The applied dynamics of ocean surface waves, World Scientific, Singapore, pp. 199-206.
 Saitoh, T., H. Hosonuma, G.P.Miao and H. Ishida (2008): Resonance of fluid in narrow joint gaps of caisson-type breakwater, Proc. 31th Int. Conference Coastal Engineering, ASCE, pp. 3632-3644.
 Saitoh, T., H. Hosonuma and H. Ishida (2009): Resonant fluid motions in joint gap of caisson-type breakwater under random attack, Proc. Int. Conf. Breakwater, ICE, in CD-ROM