

流動化した底質による湾水振動の制御について

喜岡 渉*・柏原謙爾**・Md. Akter Hossain***・猪垣智靖****

1. はじめに

外洋に面した港や湾では、高波浪時に来襲波群に伴いやってくる長周期波に起因する顕著な長周期水面振動が観測されることがあり、港や湾の形状によっては周期数十秒から数分の副振動が励起されることがある。こうした港内長周期海面振動は港湾整備上でも大きな問題となっており、防波堤の延長や係留システムの改良等の対応策の検討が行われているが、現在のところ決め手となる方法は示されていない。港内において副振動による増幅が見られない港湾に対しては、防波堤の延長や副防波堤、離岸堤等で入射波の長周期波エネルギーをある程度カットすることは可能であろうが、副振動が見られる場合は逆に長周期波の増幅率を高める可能性がある。港内副振動が発生する場合には、港内に副防波堤や消波工を設けて共振周期を変えたり長周期波のエネルギーを減衰させることは有効な対策法と考えられるが、平常時の港内海面の利用を著しく制限することになる。

本研究は、「流動化した底質」により港内長周期波のエネルギーを減衰させる対策法を提案するもので、特に港内副振動に対する制御効果を明らかにしようとするものである。底質の流動化は、底泥や砂地盤が波の作用を受けることによって生じるが、港内波高は一般には小さく、流動化を人工的に発生させる必要がある。ここでは、高橋ら(1994)によって検討されている浸透流によるボイリングを利用することを考え、港内地盤の中にパイプを埋設してそこから上向きの浸透流を発生させて地盤を液化化させることを想定した。ボイリングによって液化化した砂地盤による消波については、進行波に対してすでに高橋ら(1994)によって調べられているが、港内で増幅された長周期波に対しては流動化した底質の変動も大きくなり、底質が変動することにより波の減衰効果がさらに高まることが期待される反面、実用上は構造物の安定性、底質の巻き上げや流失といった問題が懸念される。すなわち、適用に際しては、湾水振動に伴う流動底質の

応答をまず明らかにしておくことが重要である。本研究では、流動化した底質による港内副振動時の波高低減率の定量的な評価よりも、底質の応答特性を明らかにすることを優先させ、底質の挙動を2層流体モデルに基づき理論および実験の両面から調べることにした。

2. 二層密度流体とモデル方程式

(1) 基礎方程式

流動化した底質を流体とみなし、図-1に示すような2層の流体(以下、上層の流体を流体I、下層の流体を流体IIとする)からなる3次元流体場を考える。ただし、式の表示を簡潔にするため、以下の2層密度流体の基礎方程式の記述と Boussinesq 方程式の誘導は断面2次元について行う。静水時の流体I、IIの層厚はそれぞれ h 、 d とし、静水時の両流体の境界面を界面変動についての基準面とする。自由表面の変動を ζ 、流体I、IIの界面変動を ξ とすると、流体I、IIはそれぞれ $-h+\xi < z < \zeta$ 、 $-d-h < z < -h+\xi$ の領域で定義されることになる。それぞれの流体層内における流体運動の基礎方程式は非圧縮性流体の連続式および Navier-Stokes 方程式により与えられる。いま、流体IおよびIIのコア部分においては粘性の影響は小さく非回転運動が仮定できるものとする。と、大気、流体I、IIと不透過底面との境界面においてはそれぞれ次の境界条件式が成り立つ。

$$p_1 = 0 \quad (z = \zeta) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial \zeta}{\partial x} u - w = 0 \quad (z = \zeta) \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$p_1 = p_2 \quad (z = -h + \xi) \quad \dots\dots\dots (3)$$

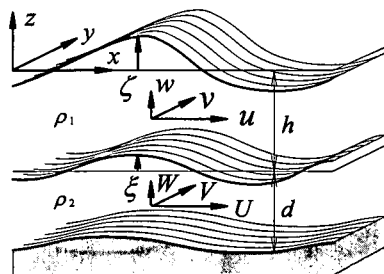


図-1 座標系と記号の定義

* 正会員 Ph.D. 名古屋工業大学教授 工学部社会開発工学科

** 正会員 工修 名古屋工業大学助手 工学部社会開発工学科

*** 学生会員 名古屋工業大学大学院工学研究科

**** 正会員 工修 東京建設コンサルタンツ

$$\frac{\partial \xi}{\partial x}(u-U)-(w-W)=0 \quad (z=-h+\xi) \cdots (4)$$

$$\frac{\partial d}{\partial x}U+W=0 \quad (z=-d-h) \cdots (5)$$

ここに, u , w および U , W はそれぞれ流体 I および II の水平方向, 鉛直方向流速成分を, p は圧力を表す。なお, 添字 1, 2 はそれぞれ流体 I, II における物理量であることを示している。式 (1), (2) はそれぞれ自由表面における力学的および運動学的境界条件, 式 (3), (4) はそれぞれ流体 I, II の境界面における圧力および法線方向流速成分の連続条件, 式 (5) は底面における不透過条件を与える式である。

(2) 二層密度流体の Boussinesq 方程式

連続式および Navier-Stokes 方程式は, おおの水深方向に層積分を行い境界条件式を代入することで, 積分形表記の方程式に書き換えられる。ここで, 代表水深 h_0 , 代表振幅 a_0 および代表角周波数 ω を用いて無次元パラメーター $\varepsilon = a_0/h_0$ および $\mu = \omega^2 h_0/g$ を定義し, 独立変数および物理量を無次元化すると, 連続式および運動方程式は次の式 (6)~(11) のように無次元表記される。ただし, 運動量方程式中に含まれる流体 I, II の分子粘性応力と流体 I の自由表面での摩擦応力については無視できるものとし, 流体境界面と不透過底面の摩擦応力 τ_{sx} , τ_{bx} の項については非線形項と同じ $O(\varepsilon)$ のオーダーと仮定する。なお, 表示を簡潔にするため, 以下では次元量と同じ記号で無次元量を表す。

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \int_{-h+\varepsilon}^{\varepsilon} u dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-d-h}^{-h+\varepsilon} U dz = 0 \cdots (6)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-d-h}^{-h+\varepsilon} U dz = 0 \cdots (7)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h+\varepsilon}^{\varepsilon} u dz + \varepsilon \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h+\varepsilon}^{\varepsilon} u u dz \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h+\varepsilon}^{\varepsilon} p_1 dz + p_1|_{-h+\varepsilon} \frac{\partial(\varepsilon \xi)}{\partial x} + \varepsilon \tau_{sx} = 0 \cdots (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_z^{\varepsilon} w dz + \varepsilon \frac{\partial}{\partial x} \int_z^{\varepsilon} u w dz - \frac{\varepsilon}{\mu} w^2 + g \left(\xi - \frac{z}{\varepsilon} \right) - p_1 = 0 \\ & \cdots (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_{-d-h}^{-h+\varepsilon} U dz + \varepsilon \frac{\partial}{\partial x} \int_{-d-h}^{-h+\varepsilon} U U dz \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-d-h}^{-h+\varepsilon} p_2 dz - p_2|_{-h+\varepsilon} \frac{\partial(\varepsilon \xi)}{\partial x} - p_2|_{-d-h} \frac{\partial d}{\partial x} \\ & - \varepsilon \tau_{sx} + \varepsilon \tau_{bx} = 0 \cdots (10) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_z^{-h+\varepsilon} W dz + \varepsilon \frac{\partial}{\partial x} \int_z^{-h+\varepsilon} U W dz - \frac{\varepsilon}{\mu} W^2 \\ & + g \left(\frac{h}{\varepsilon} + \xi - \frac{z}{\varepsilon} \right) + p_2|_{-h+\varepsilon} - p_2 = 0 \cdots (11) \end{aligned}$$

2 層流体の Boussinesq 方程式は, 式 (6)~(11) に対

して, 例えば水平方向流速を底面まわりに水深方向について Taylor 展開する方法を用いて誘導することができる。すなわち, まず $O(\varepsilon) \approx O(\mu^2)$ の仮定下で $O(\mu^4)$ の精度をもつ u , U の底面水平方向流速 u_b , U_b による表記式を導出し, 次に u_b , U_b についての式を水深平均水平方向流速 $\bar{u}$, $\bar{U}$ による表記式に書き換える。さらに, 得られた $\bar{u}$, $\bar{U}$ による u , U の表記式を式 (6)~(11) に代入し, $O(\varepsilon)$, $O(\mu^2)$ までのオーダーの項を考えて, p_1 および p_2 を消去すると, 式 (6), (7) より連続式が, 式 (8), (10) から運動量方程式が導出される。せん断応力 τ_{bx} および τ_{sx} は, それぞれ底面, 流体境界面の摩擦係数 f_b , f_s を用いて次式で与える。

$$\tau_{bx} = \rho_2 f_b U|U| \cdots (12)$$

$$\tau_{sx} = \begin{cases} \rho_1 f_s (u-U)|u-U| & (\text{流体 I}) \\ \rho_2 f_s (u-U)|u-U| & (\text{流体 II}) \end{cases} \cdots (13)$$

以上より 2 層流体の Boussinesq 方程式として得られた式を, 平面 2 次元の物理量表記式として表すと, 次式のようである。

$$\xi_t + \nabla \cdot [(h + \xi - \xi) \bar{u}] + \nabla \cdot [(d + \xi) \bar{U}] = 0 \cdots (14)$$

$$\xi_t + \nabla \cdot [(d + \xi) \bar{U}] = 0 \cdots (15)$$

$$\begin{aligned} & \bar{u}_t + (\bar{u} \cdot \nabla) \bar{u} + g \nabla \xi - \left[\frac{1}{3} h^2 \nabla (\nabla \cdot \bar{u}_i) \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} h \nabla (\nabla \cdot (d \bar{U}_i)) \right] + \frac{f_s (\bar{u} - \bar{U}) |\bar{u} - \bar{U}|}{(h + \xi - \xi)} = 0 \cdots (16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \bar{U}_t + (\bar{U} \cdot \nabla) \bar{U} + \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right) g \nabla \xi + \frac{1}{\gamma} g \nabla \xi \\ & + \left[\frac{1}{6} d^2 \nabla (\nabla \cdot \bar{U}_i) - \frac{1}{2} d \nabla (\nabla \cdot (d \bar{U}_i)) \right] \\ & - \frac{1}{\gamma} \left[h \nabla (\nabla \cdot (d \bar{U}_i)) + \frac{1}{2} h^2 \nabla (\nabla \cdot \bar{u}_i) \right] \\ & - \frac{f_s (\bar{u} - \bar{U}) |\bar{u} - \bar{U}|}{(d + \xi)} + \frac{f_b \bar{U} |\bar{U}|}{(d + \xi)} = 0 \cdots (17) \end{aligned}$$

ただし, γ は流体 I に対する流体 II の密度比 $\gamma = \rho_2/\rho_1$ である。また, $\bar{u}$, $\bar{U}$ はそれぞれ流体 I, II における断面平均流速ベクトル, $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ は水平方向微分演算子ベクトル, 添字 i は時間微分を表す。式 (14), (16) において ξ , $\bar{U}$ に関係する項をすべて落とすと一定水深における Boussinesq 方程式と一致する。

(3) 数値計算法

式 (14)~(17) の計算は差分法によった。空間方向の離散化には中央差分を用い, 時間積分は 3 次の精度の Adams-Bashforth-Moulton 法により行った。空間方向に 2 次の離散精度で差分を行った以外については, 喜岡・柏原 (1995) に示す計算アルゴリズムと同様である。水面変動 ξ と境界面の変動 ξ は, 流体 I および流体 II の連続式 (14) および (15) からそれぞれ陽的に解くことができる。一方, 流体 I の運動量方程式 (16) は流体 II の流速の時間微分項 $\bar{U}_t$, 流体 II の運動量方程式 (17) は流

体 I の流速の時間微分項 $\bar{u}_t$ を互いに含んでおり、両式ともに $\bar{u}_t$ 、 $\bar{U}_t$ に対して陰的である。式 (16) については $\bar{U}_t$ 、式 (17) については $\bar{u}_t$ を陽的に評価してやればそれぞれの流体層の運動量方程式を個別に計算することも可能であるが、ここでは数値的により安定させやすいことから、流体 I、II の運動量方程式を同時に計算する手法をとった。入射境界は流体 I のみが存在する計算領域で設定し、水面変動 ζ と流速 $\bar{u}$ を与えた。また、壁面境界はすべて全反射の直立壁として取り扱った。

3. 波高減衰と摩擦係数

2 層密度流体においては、表面波の圧力が境界面の鉛直方向流速を介してなす仕事と境界面および底面における接線方向流速がせん断応力に対してなす仕事によりエネルギー伝達が行われるので、波高減衰については底面および境界面の摩擦係数によって評価することになる。実際の液状化地盤では、波の作用により地盤が応答することによって地盤粒子間にせん断摩擦力が生じるので、波のエネルギー減衰は相当に大きくなる。この Coulomb 摩擦損失については、Yamamoto・Takahashi (1985) により半無限深さの地盤に対して減衰係数が示されており、このときのエネルギー損失と境界面における摩擦損失を等しいものとして表面波に長波近似を適用すると、摩擦係数 f_s は近似的に次式で表される。

$$f_s = \frac{6\pi}{16} \frac{\delta}{G} \frac{\rho g h^2}{H} \dots\dots\dots (18)$$

ここに、 δ は地盤の減衰定数、 G は地盤のせん断弾性係数、 ρg は水の単位体積重量、 H は表面波の波高である。 δ および G は地盤の条件、とくにひずみレベルによって大きく変化するので、Yamamoto・Takahashi (1985) の図から δ/G を読みとり式 (18) の f_s の値を求めてみても $f_s=1\sim100$ のオーダーとかなりの幅をもつ。

図-2 は、液状化地盤上の進行波の透過率を測定した高橋ら (1994) の実験結果のうち、砂地盤厚 20 cm、砂地盤上の水深 25 cm、入射波周期 1.6 s の実験ケースについて、式 (16)、(17) の界面摩擦係数 f_s を変化させたときの透過率の計算結果を示すものである。ただし、底面摩擦係数 f_b は一定で、 $f_b=0.01$ とした。透過率 K_T はポイリ

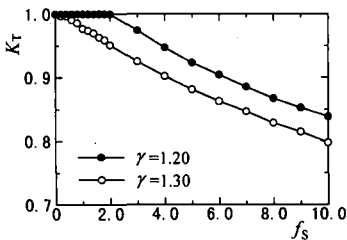


図-2 界面摩擦係数と透過率

ングを発生させる動水勾配により変化するが、動水勾配を 50%~60% 程度としたときの K_T に対しては、 $f_s=5\sim8$ 程度の値を与えればほぼ再現することができる。

4. 実験方法

実験には長さ 26.0 m、幅 0.60 m、高さ 1.20 m の両面ガラス張り造波水槽を用い、一端に高さ 0.35 m の水平床を設け、その上に港湾の模型を設置した。図-3 に示すように、港湾模型の奥行きは $l=50$ cm、幅は $b=20$ cm であり、港口に開口部が 10 cm であるような両翼防波堤をもつ。模型は透明なアクリル製であり、両側方から VTR により水面変動および 2 層流体の界面変動を記録できるようになっている。港湾内の底面は水平床より d だけ低くなっており、その深さ d の箱状の窪みにメチレンブルーで着色した砂糖水を静かに満たした後、水平床上 12 cm まで水を入れた。実験に用いた砂糖水の密度 ρ_2 およびその厚さ d については表-1 に示すようである。

入射波としては規則波を用いた。入射波高 H_i は水平床上でほぼ 1.5 cm になるように一定に保ち、入射波周期 T は模型港湾の基本モードおよび 2 次モードの共振周期を含む 0.8 s から 2.0 s までの間で変化させた。表面波については湾奥隅角部における水面変動を容量式波高計によって計測した。同時に、VTR により港湾長手方向の水面変動および界面変動の空間波形を撮影した。湾奥隅角部の界面変動は湾奥部をクローズアップしたビデオ画像から読み取った。

5. 実験および計算結果と考察

(1) 底質の応答

散乱波成分をすべて無視した進行波成分のみの波数 k は、粘性の影響をさらに無視すると 2 層密度流体の次の

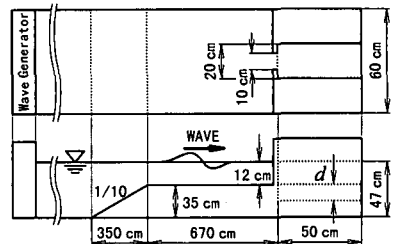


図-3 実験装置の概要

表-1 底質の実験条件

Case No.	底質層厚 d	底質密度 ρ_2
1	2.5 [cm]	1.30 [g/cm ³]
2	2.5	1.26
3	1.0	1.23
4	1.0	1.18

分散関係式より与えられる (Ting, 1992).

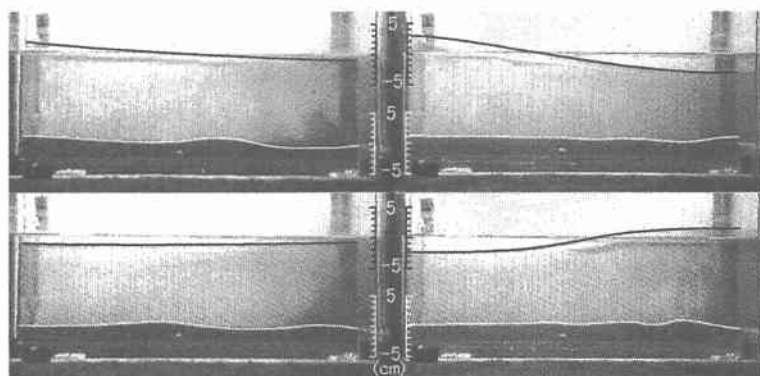
$$\omega^4(\gamma \coth kh \cdot \coth kd + 1) - \omega^2 \gamma (\coth kh + \coth kd) gk + (\gamma - 1)g^2 k^2 = 0 \quad (19)$$

上式によると与えられた波の角周波数 ω に対して k は 2 つの根をもち、そのうちの小さい k は表面モード、すなわち密度が ρ_1 で均一とした単層の水面波とほぼ同じ波長をもつ波、大きい k はより波長が短く位相速度が遅い内部モードに対応する。液状化地盤上を比較的短周期の波が進行するような場合には 2 つのモードのうち一般に表面モードしか現れないが、港内副振動を励起するような周期の長い波に対しては表面モードに加えて内部モードも現われ、表面波および界面波の挙動は両モードの影響を受ける。

図-4 は、実験ケース 2 について港湾模型側面から写した長手方向の水面変動および境界面変動のビデオ画像で、図の (a)、(b) ともに、向かって左端の湾奥において水面変動が最大となったときとそれより $T/2$ 経過したときの水面および境界面の変動を示している。湾口部においては、底質に表面波と同位相の表面モードの波と、表面波とは逆位相の内部モードの波の発生が観測され

る。模型港湾の基本モードの共振周期に対応する $T = 1.6$ s のケース (図-4(a)) では、内部モードの底質の変動量は表面モードのほぼ 3 倍となっており、完全に減衰することなく湾奥まで伝播し重複波の弱い共振振動を励起する。一方、2 次モードの共振周期に対応する $T = 0.9$ s のケース (図-4(b)) では、湾口部において表面モードの 0.5 倍程度の振幅をもつ内部モードの波が生じているが、内部モードの底質の振動は 1 波長程度で減衰し表面モードの振動が卓越する。底質の巻き上げは変動量の大きい基本モードの共振周期付近で顕著であり、時間の経過とともに底質の流出が見られた。

図-5 に、実験ケース 2 における $T = 1.60$ s での湾境界付近の水面および底質波形の計算結果を示す。図中、 $x = 0$ が湾奥である。界面および底面の摩擦係数は、それぞれ $f_s = 5.0$ 、 $f_b = 0.01$ とした。実験結果と比較のため、湾長手方向の空間波形を図-4(a)、(b) の上段の図と同位相で表したものがそれぞれ図-6、図-7 である。2 次モードの図-7 においては、底質の計算波形の位相は遅



(a) $T = 1.60$ s

(b) $T = 0.90$ s

図-4 湾長手方向の水面および底質の空間波形

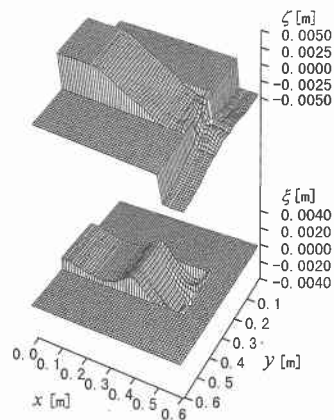


図-5 湾境界付近の計算波形

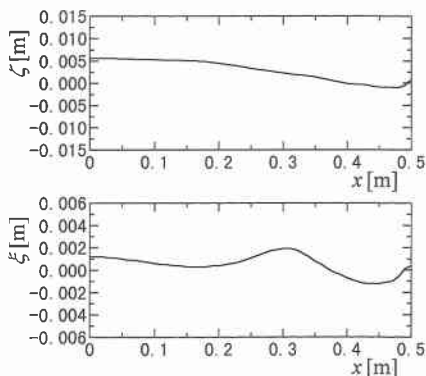


図-6 水面および界面変動の計算波形
($d = 2.5$ cm, $T = 1.60$ s)

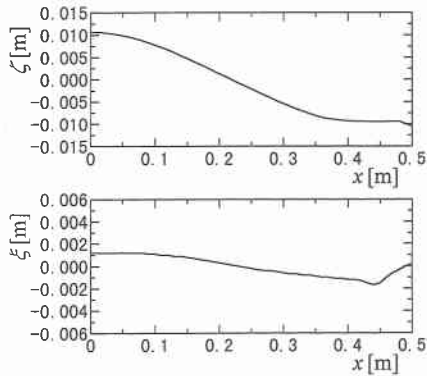


図-7 水面および界面変動の計算波形
($d = 2.5$ cm, $T = 0.90$ s)

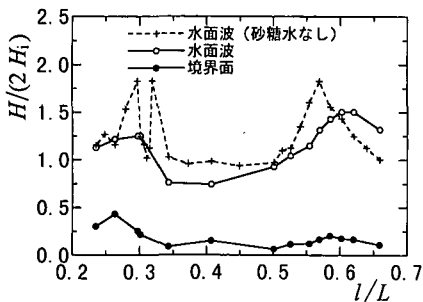


図-8 湾奥における水面および底質表面の応答 (模型実験)

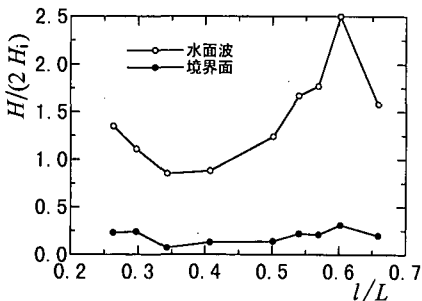


図-9 湾奥における水面および底質表面の応答 (数値計算)

くなっているものの、振幅値については実験結果とよく一致している。底質の厚さが $d=1.0$ cm のケースにおいては、すべての周期で底質の変動量は小さく、内部モードの変動は実験および計算結果ともに見られなかった。

(2) 湾水振動に及ぼす底質の影響

湾奥隅角部における水面および界面変動の応答値の実験結果を図-8に、計算結果を図-9に示す。図中の H_i , L はそれぞれ水平床上の入射波高および入射波長である。図-8の実験結果に見られる1次モード付近の2つのピークは水槽側壁の影響による。底質の変動量が大きい1次ピーク付近では水面波の増幅率も低く抑えられているが、表面波とほぼ同位相で底質が変動する2次ピークでは、水深が見かけ上、底質の厚さ分だけ増大することによりピークが高周波数側にシフトするものの低減率は小さい。計算においては2次ピークを過大に評価している。

(3) 2成分合成波による計算結果

周期が $T_1=0.62$ s と $T_2=0.45$ s の2成分合成波を用いて、波群に拘束される2次長周期波の周期が $T=1.60$ s となるような波を入射させたときの計算結果を図-10に示す。水面波形はフィルターによって長周期成分のみを表示してある。密度比 γ と底質の厚さ d については図-6の計算条件と同じとした。ただし、2次長周期波の入射波高は規則波のものと比べて小さく、 $H_i=1.0$ cm である。図-10の計算波形は、入射波高が小さいために底質の変動量も小さく現われているが、同じ位相での規則

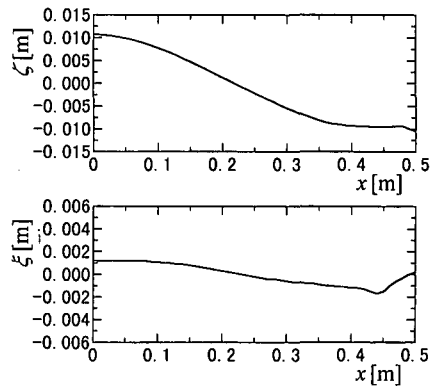


図-10 2成分合成波による2次長周期波の水面変動および界面変動

波による計算波形とほぼ一致したものになっている。短周期の入射波に対しては、Hill・Foda (1996) が示すように、底質の入反射波成分と表面波間の3波相互作用による共鳴現象が起こる可能性があるが、図-10の結果にはこうした非線形干渉の影響は見られない。この共鳴増幅が起こると、短周期側でも内部モードが卓越して現れる可能性がある。

6. おわりに

流動化した底質による港内副振動の制御効果について、2層密度流体をモデルに検討を加えた。その結果、内部モードによる底質の変動が顕在化する周期帯では、水面波の増幅が抑えられることが明らかになった。長周期波による湾水振動に対しては、ここで検討したように、流動化底質厚が水深に比べて比較的小さくても波高低減効果が見られるが、底質の変動が大きくなると底質の巻き上げや流出が起こる。

最後に、本研究の一部は、文部省科学研究費基盤研究(c)(2)(課題番号 08650599)によったことを付記し、謝意を表す。

参考文献

- 喜岡 渉・柏原謙爾 (1995): 2次長周期波の湾水振動に及ぼす来襲波の多方向性の影響, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 296-300.
- 高橋重雄・下迫健一郎・山本 悟・三浦裕信 (1994): 液状化した砂地盤の特性とそれによる消波に関する基礎実験, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 611-615.
- Hill, D. F. and M. A. Foda (1996): Subharmonic resonance of short internal standing waves by progressive surface waves, J. Fluid Mech., Vol. 321, pp. 217-233.
- Ting, F. C. K. (1992): On forced internal waves in a rectangular trench, J. Fluid Mech., Vol. 235, pp. 255-283.
- Yamamoto, T. and S. Takahashi (1985): Wave damping by soil motion, J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol. 111, pp. 62-77.