

沿岸付近の短周期内部波と長周期表面波

喜 岡 渉*・古 川 智 将**・佐 藤 慎 司***

1. はじめに

密度成層が発達した沿岸海域では内部波が発生することがあり, その挙動が流動や水質変化にも大きく影響を与えることが報告されている。従来の観測例の多くは半日または 1 日周期の内部潮汐波に関してのものであったが, Zalkan (1968) がサンディエゴ沖で周期 10 分から 20 分の内部波を観測して以来, 短周期内部波の存在が知られるようになり, 大阪湾 (柳ら, 1993), 東京湾 (上野ら, 1993) および駿河湾 (佐藤, 1997) においても周期数分から数十分の短周期内部波が観測されている。こうした短周期内部波の流速, 圧力はその周期帯が表面波の長周期重力波のものと一致していることから, 内部波のモードが卓越または両モードの波動成分が混在している場合には, 流体場, 特に底面流速の評価にあたって長周期表面重力波のみならず短周期内部重力波についても十分な注意を払っておく必要がある。

本研究は, 成層海域で海底地形が変化しているときの短周期内部波の発生機構を, 波群とそれに伴う長周期表面波との関連において理論的に検討するもので, 長周期流速成分に及ぼす短周期内部波の影響について調べるものである。短周期内部波の発生機構としては, 成層界面におけるケルビン・ヘルムホルツ波の不安定性とそれによる砕波を原因とするもの, 内部潮汐波や内部ケルビン波が海底地形の変化の影響を受けて発生するといったものが考えられているが, ここでは波群とそれに伴う長周期表面波による発生機構を検討した。

2. 2 層海域の 2 次長周期波

一定水深の海域を伝播する 2 次長周期波に及ぼす密度成層の影響について調べるために図-1 に示すような 2 層海域を考える。静水時の上層の水深を h_1 , 下層の水深を h_2 とし, 静水面および静水界面からの水位変動をそれぞれ ζ_1 , ζ_2 とする。上層の密度 ρ_1 と下層の密度 ρ_2 の密度差は成層状態でも一般に小さく, 密度差 $\varepsilon = (\rho_2 - \rho_1) / \rho_2$

は $10^{-2} \sim 10^{-3}$ のオーダーである。このような海域に狭帯スペクトルをもつ波が x 方向に入射する場合を考え, multiple-scale セット動法を用いるために, 波群を構成する個々の波は角周波数 ω , 波数 k でほぼ同期的な波動運動を行い, 伝播に伴って時空間においてゆっくりと変動するものと仮定する。自由表面および流体界面の長周期変動 ζ_1 , ζ_2 は, それぞれの流体層の連続式および運動量方程式において 2 次のオーダーで現れ, ζ_1 と ζ_2 の 1 次のオーダーの短周期成分 $(\zeta_1)_{11}$, $(\zeta_2)_{11}$, 上層の速度ポテンシャル ϕ_1 と下層の速度ポテンシャル ϕ_2 の 1 次のオーダーの短周期成分 $(\phi_1)_{11}$, $(\phi_2)_{11}$ および 1 次のオーダーの長周期成分 $(\phi_1)_{10}$, $(\phi_2)_{10}$ の関数として与えられる。

表面波の波群の包絡波形が振幅 a の正弦波で与えられるとすると, 長周期変動 $\tilde{\zeta}_1$, $\tilde{\zeta}_2$ および速度ポテンシャル $(\phi_1)_{10}$, $(\phi_2)_{10}$ は次式で表される周期解をもつ。

$$[\tilde{\zeta}_1, \tilde{\zeta}_2, (\phi_1)_{10}, (\phi_2)_{10}] = \left[\tilde{\zeta}_1', \tilde{\zeta}_2', (\phi_1)_{10}, (\phi_2)_{10} \right] \frac{1}{2} a^2 \exp 2\Omega \left(\frac{x}{C_g} - t \right) \cdots (1)$$

ただし, Ω は包絡波の角周波数, C_g は群速度 ($C_g = d\omega/dk$) である。このとき解は Agnon・Mei (1988) によって次式のように与えられている。

$$\begin{bmatrix} -2i\Omega(\phi_2)_{10} \\ -2i\Omega(\phi_1)_{10} \\ \tilde{\zeta}_2' \\ \tilde{\zeta}_1' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{h_2}{C_g^2} & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \frac{h_1}{C_g^2} & -1 & 1 \\ -\rho_2 & \rho_1 & -(\rho_2 - \rho_1)g & 0 \\ 0 & -1 & 0 & -g \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \alpha_3 \\ \alpha_4 \end{bmatrix} \cdots (2)$$

ここに,

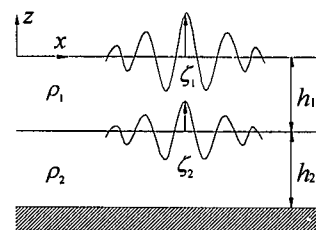


図-1 座標系と記号の定義

* 正 会 員 Ph.D. 名古屋工業大学教授 工学部社会開発工学科
** 学生会員 名古屋工業大学大学院 工学研究科
*** 正 会 員 工博 建設省土木研究所海岸研究室長

$$\begin{Bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \alpha_3 \\ \alpha_4 \end{Bmatrix} = A^2 \begin{Bmatrix} \frac{1}{\omega C_g} \sinh 2kh_2 \\ \frac{1}{\omega C_g} [(B^2 + \sinh^2 kh_2) \sinh 2kh_1 \\ + 4B \sinh kh_2 \sinh^2 kh_1] \\ \rho_2 - \rho_1 (B^2 - \sinh^2 kh_2) \\ B^2 - \sinh^2 kh_2 \end{Bmatrix} \quad \cdots (3)$$

$$\left. \begin{aligned} A &= -\frac{\omega^2 k^2}{g^2} (B \cosh kh_1 + \sinh kh_2 \sinh kh_1)^2 \\ B &= \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right) \cosh kh_2 - \left(\frac{gk}{\omega^2}\right) \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1} \sinh kh_2 \end{aligned} \right\} \quad \cdots (4)$$

分散関係式は次式のように表され、与えられた k に対して大きい方の根が表面モード、小さい根が内部波モードに対応する。

$$\omega^4 (\rho_2 \coth kh_2 \coth kh_1 + \rho_1) - \omega^2 \rho_2 \times (\coth kh_1 + \coth kh_2) gk + (\rho_2 - \rho_1) g^2 k^2 = 0 \quad \cdots (5)$$

上層、下層における水平方向流速の長周期成分 $\bar{u}_1$ 、 $\bar{u}_2$ は、それぞれ式 (2) の解を用いて次式により求めることができる。

$$\begin{aligned} \bar{u}_1 &= \frac{\partial(\phi_1)_{10}}{\partial x} + \frac{1}{h_1} \left[\frac{\partial(\phi_1)_{11}}{\partial x} (\zeta_1)^*_{11} + * \right]_{z=0} \\ &\quad - \frac{1}{h_1} \left[\frac{\partial(\phi_2)_{11}}{\partial x} (\zeta_2)^*_{11} + * \right]_{z=-h_1} \quad \cdots (6) \end{aligned}$$

$$\bar{u}_2 = \frac{\partial(\phi_2)_{10}}{\partial x} + \frac{1}{h_2} \left[\frac{\partial(\phi_2)_{11}}{\partial x} (\zeta_2)^*_{11} + * \right]_{z=-h_1} \quad \cdots (7)$$

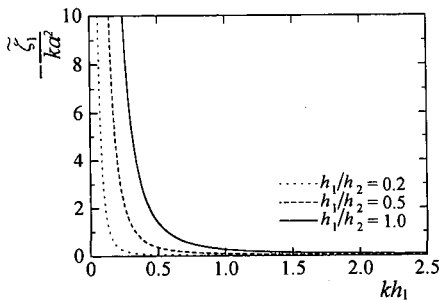


図-2 表面長周期波の振幅

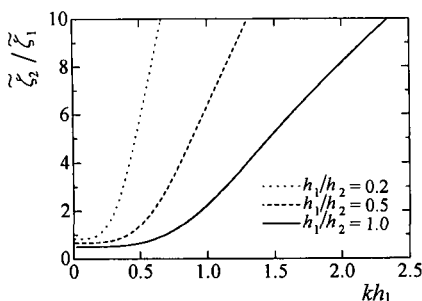


図-3 界面長周期波の振幅

ただし、* は共役複素数を示す。

以上のせつ動解を用いて、波群を構成する個々波の波数 k に対しての相対水深 kh_1 を変化させたときの長周期成分波を密度比 $\rho_2/\rho_1=1.01$ のケースについて計算したものが図-2 および図-3 で、それぞれ表面波の長周期成分 ζ_1 、 ζ_1 に対する界面波の長周期成分 ζ_2 の振幅比を示す。計算にあたっては、与えられた k に対して表面波モードの ω を用いている。このときの下層の長周期水平流速成分 $\bar{u}_2$ を上層の成分 $\bar{u}_1$ で割ってその変化特性を示したものが図-4 である。密度成層が形成されていないとき、すなわち $\rho_2/\rho_1=1.0$ で水深が $h=h_1+h_2$ であるような単層流体における表面長周期波と長周期流速成分はそれぞれ図に示した ζ_1 および $\bar{u}_2$ とほとんど一致しており、その差異はただか数%程度である。

実際の成層海域では、内部モードに対応する波群個々の波長は数 cm のオーダーになるために発生しにくく、このモードでは波群に拘束される 2 次長周期波も発生しないと考えられる。底面の流速に大きく影響する内部モードの長周期波は、波群に拘束された長周期成分としてではなく、地形変動や構造物によって界面に自由長波が生じたときに発生すると考えられる。

3. 現地観測データの検討

佐藤 (1997) は、台風 9617 号の接近前後に駿河湾沿岸 4 地点で観測された波や流れのデータを解析し、あわせて 3 次元流れの数値シミュレーションによる検討を加えて、湾水の流動特性に及ぼす内部ケルビン波の影響を明らかにしている。ここでは、解析に用いられた 4 地点の観測データのうち、連続観測記録が取得されている内湾部の原沖合約 150 m、海底上約 1 m に設置された波浪流速計による水圧 p 、水平方向流速成分 u 、 v のデータを取り出し、短周期内部波の影響について調べた。観測データのサンプリング間隔は 0.5 s である。ここではコリオリ力の効果については考えておらず、慣性周期に比べて周期が非常に短い 3 分～30 分の成分波を対象とした。

図-5 は、台風による高波が来襲し始めた 9 月 20 日か

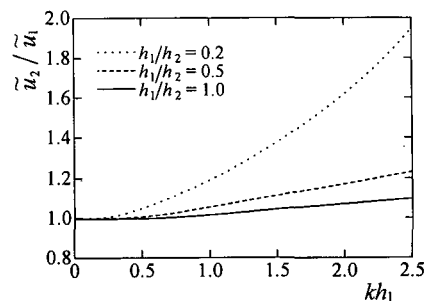


図-4 底面流速の長周期成分

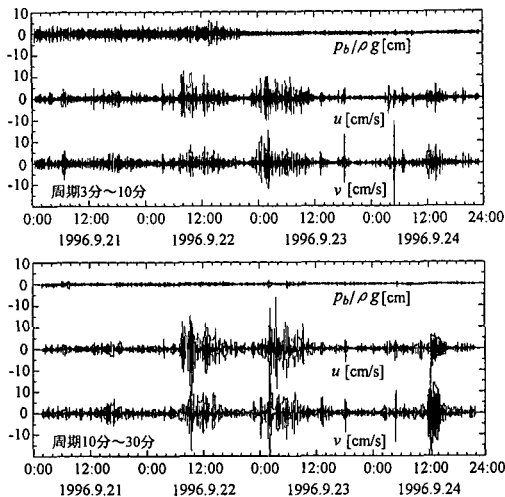


図-5 底面水圧と水平方向流速成分

ら、台風が最接近した9月22日前後の水圧 p 、東西流速 u （東向きを正）、南北流速 v （北向きを正）のデータより周期3分～10分の長周期変動成分と周期10分～30分の変動成分を抽出して示したものである。現地海岸線はほぼE17°Sに走っており、周期3分～10分の波では岸沖成分が卓越しているのに対し、周期10分～30分の成分では沿岸成分も大きく流速ベクトルは時間とともに回転している。底面水圧と流速の変動はかなりの時間帯で対応しておらず、間欠的ではあるが水圧の変動に比べて強い流れの発生がみられる。

周期3分～30分の短周期の傾圧波が流速変動に大きく影響を与えているものと考えられるが、付近の海底断面は勾配約1/7と急であり反射定常波の影響についても検討しておく必要がある。そこで、図-5に示した圧力 p と水平流速2成分の合成速度 V （軌道流速が海岸線に対して $\pm 90^\circ$ 以内にあるときを正）との比をとり、さらに海水密度で割った $p/\rho V$ の値から位相速度の変動を調べた。一定水深を進行する順圧波においては成層の影響をほとんど受けず、表面モードの波速を C_s とすると線形理論では $p/\rho V = C_s$ と表される。傾圧波が卓越している場合は、内部モードの波速を C_i として $p/\rho V = C_i$ として表されるので、表面波と比べて密度差パラメーター ε の $\varepsilon^{1/2}$ のオーダーだけ小さい。2層海域で長波近似が成り立つとすると、式(5)から両モードの波速はそれぞれ次式のように与えられる。

$$C^2 = \frac{1}{2}g(h_1 + h_2) \pm \frac{1}{2}g \left[(h_1 - h_2)^2 + 4h_1h_2 \frac{\rho_2}{\rho_1} \right]^{1/2} \dots (8)$$

ただし、符号+は C_s 、-は C_i に対応する。連続成層海域では、無限個モードの内部波が存在するが、底面における圧力と流速比をとる限りモード数には依存せず、近似的には2層流体と同様に $p/\rho V = C_i$ で表される。 $p/\rho V$ の

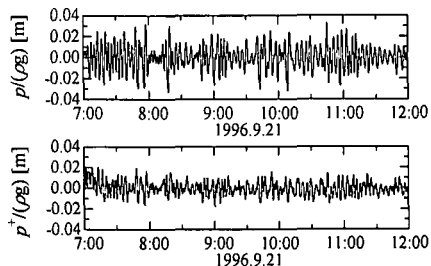


図-6 水圧波の入射成分

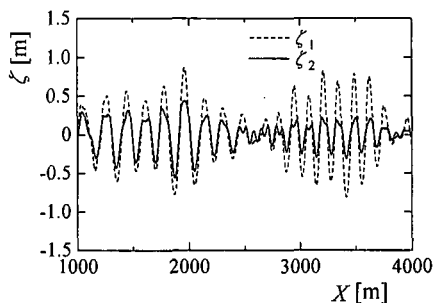


図-7 波群の伝播変形

($S=1/10$, $\rho_2/\rho_1=1.01$, $h_2=5$ m)

値は両周期帯ともに約 -40 m/s から 40 m/s の間で振動しており、同時に 1 m/s ~ 4 m/s で変動する成分もみられた。表面波の波速 C_s が約 14 m/s であることから、表面モードの波に対しては反射定常波が形成されていると考えられる。表面モードに対しては反射波の影響を無視することができないので、次式により圧力波の入射分離を行った。

$$\frac{p^+}{\rho g} = \frac{1}{2} \left(\frac{p}{\rho g} \pm \frac{h}{C_s} V \right) \dots (9)$$

図-6に解析結果の一例を示す。入射角の変動を考慮しても入射成分 p^+ は全振幅 p に比べて半分以下と非常に小さい。このことは、入射成分に位相速度が C_s よりかなり遅い成分が含まれていることを示しており、内部モードの位相を伴う長周期成分が混在していることを示唆している。こうした傾向は図-6に示した観測時間以外についても観測期間中かなり頻繁にみられ、成層海域では短周期内部波が一般的に混在しているものと考えられる。

佐藤(1997)によると9月22日午前中には付近の海域で周期数時間の変動を伴う急激な水温低下が観測されており、内部ケルビン波が地形の影響を受けて bore 状態で伝播したことを示唆している。こうした慣性周期の波の挙動は成層界面を大きく変動させ、また成層の破壊にもつながることから、9月22日以降については安定した2層海域の短周期内部波として取り扱うことはできないことを示している。しかしながら、ここで考えている内部

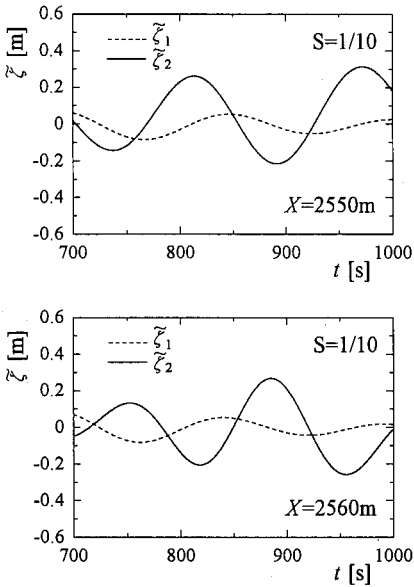


図-8 表面および界面長周期波
($S=1/10$, $\rho_2/\rho_1=1.01$, $h_2=5$ m)

波は内部ケルビン波と比べて十分短周期であること、温度の急変を伴わない他の観測時間帯においても図-6と同様な傾向がみられたことから、以下では安定2層海域における短周期内部波の発生機構について検討を加えることとした。

4. 海底地形による干渉

(1) モデル方程式

安定した2層海域を伝播する波群と海底地形の干渉について調べるために、喜岡ら(1997)により示されている次の2層流体の Boussinesq 方程式をモデル方程式に用いて数値シミュレーションを実施した。ただし、界面と底面における摩擦は無視できるものとした。

$$\frac{\partial \xi_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}[(h_1 + \xi_1 - \xi_2)u_1] + \frac{\partial}{\partial x}[(h_2 + \xi_2)u_2] = 0 \cdots (10)$$

$$\frac{\partial \xi_2}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}[(h_2 + \xi_2)u_2] = 0 \cdots (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} + g \frac{\partial \xi_1}{\partial x} - \frac{1}{3} h_1^2 \frac{\partial^3 u_1}{\partial x^2 \partial t} \\ - \frac{1}{2} h_1 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(h_2 \frac{\partial u_2}{\partial t} \right) = 0 \cdots (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} + \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2}\right) g \frac{\partial \xi_2}{\partial x} + \frac{\rho_1}{\rho_2} g \frac{\partial \xi_1}{\partial x} \\ + \frac{1}{6} h_2 \frac{\partial^3 u_2}{\partial x^2 \partial t} - \frac{1}{2} h_2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(h_2 \frac{\partial u_2}{\partial t} \right) \\ - \frac{\rho_1}{\rho_2} \left[h_1 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(h_2 \frac{\partial u_2}{\partial t} \right) + \frac{1}{2} h_1^2 \frac{\partial^3 u_1}{\partial x^2 \partial t} \right] = 0 \cdots (13) \end{aligned}$$

ここで、 u_1 , u_2 はそれぞれ上層、下層の水深平均水平流速である。

Boussinesq 方程式 (10)~(13) の数値計算は差分法により、空間に対しては中央差分を、時間積分には Adams-Bashforth-Moulton 法を用いた。水位変動 ξ_1 , ξ_2 については両流体層の連続式 (10) および (11) からそれぞれ陽的に解くことができるが、運動量方程式 (12) および (13) は流速の時間微分項に対して陰的であるために、数値計算上の安定性も考慮して同時間レベルで陰的に解くことにした。入射境界では表面波 ξ_1 の時間波形のみを与え、他の変動量 ξ_2 , u_1 , u_2 については 0 とした。入射境界の他端は開境界とし、それぞれの境界では線形長波理論に基づく波速 C_s の放射条件を課すことにより、計算領域内からの反射波と透過波に対しては自由透過させた。ただし、表面波モードの波速 C_s を用いているため、内部波に対しては透過境界となっておらず、非線形波に対しても反射擾乱波を制御したものになっていない。ここでは計算領域を十分長くすることにより反射擾乱波の影響が計算結果に入らないようにした。

(2) 界面の長周期変動

計算に用いた条件は、上層水深 $h_1=10$ m で一定とし、下層水深 h_2 は 20 m から勾配 S の斜面を経て 0~5 m の範囲で変化させた。すなわち、斜面と一樣水深の接続部分が流体界面付近にある場合について、密度比 ρ_2/ρ_1 および斜面勾配 S を変化させて表面波と界面波の長周期成分を計算した。表面波の入射波群には、周期が $T_1=12.5$ s, $T_2=11.5$ s で、振幅が $a_1=a_2=0.5$ m の 2 成分波に、伝達関数を介して計算した 2 次長周期成分を加えた波成分を用いた。波群中の個々波の平均周期 $\bar{T}$ は 12 s, 2 次長周期波の周期 T_0 は 144 s である。計算のメッシュ分割は、 $\Delta x=2.0$ m, $\Delta t=0.1$ s とした。

流体の密度比 $\rho_2/\rho_1=1.01$, 斜面勾配 $S=1/10$ で斜面上の一樣水深部の水深を $h_2=5$ m としたときの計算結果を図-7 に示す。図中、斜面は $X=2350$ m から 2500 m の間にある。図-8 は斜面上の一樣水深部 $X=2550$ m および 2560 m における長周期成分を示したものである。斜面上の一樣水深部の界面では、波群中の短周期波の振幅は表面波と比べて小さく、かつ斜面沖における振幅より減少しているが、長周期波は表面波の振幅と比べて大きく、斜面上で数倍のオーダーで増幅している。図-8 の 2 点の時間波形を比較すると、表面波についてはほとんど変化していないが、界面長周期波の波形は大きく変動しており、波速の遅い自由長波の混在を示している。界面長周期波の時間波形の再現間隔 L_{ov} をメッシュ間隔 $\Delta x=2.0$ m で求めてみると $L_{ov}=42$ m であり、この再現間隔は斜面上の水深で式 (8) から計算した表面モードの波速 $C_s=12.12$ m/s および内部モードの波速 $C_i=0.57$

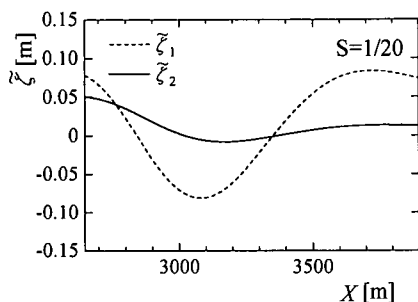


図-9 表面および界面の長波長成分
($S=1/20$, $\rho_2/\rho_1=1.01$, $h_2=2$ m)

m/s から求めた値とほぼ対応している。表面長周期波の空間的な変動はゆっくりとしており、斜面により発生した表面モードの自由長波と C_g で伝播する 2 次長周期波の位相差による。Liu (1989) による単層海域の結果と比較してみると、斜面上の表面波に及ぼす内部波の影響は極めて小さく無視できる程度であることがわかる。

斜面勾配 S を減少させると、表面および界面長周期波ともにその振幅は小さくなるが、減少の度合いは表面長周期波に対してより著しい。斜面上の水深 h_2 の減少に伴い、表面長周期波の振幅は増加するが、界面長周期波の振幅は減少する傾向にある。密度比の変化による表面および界面長周期波への影響は小さく、密度差 $\varepsilon=(\rho_2-\rho_1)/\rho_2$ が $10^{-2}\sim 10^{-3}$ のオーダー内では、 C_i の変動により各点における位相は変わるものの、時間波形でみる限り振幅についてはほとんど変わらない。

(3) 内部モードの波

界面長周期波に対しては内部モードの波が支配的であることから、内部モードの長周期成分を分離してその変化特性を調べることにした。分離にあたっては、斜面上の一定水深下での空間波形から長波長成分を抽出し、時間波形で界面波が最大となる位相における振幅から長波長成分の振幅を差し引いて内部モードの振幅 (ξ_2)_i とした。空間的に分離した長波成分の一例を図-9 に示す。表面長周期波の振幅は図に示した長波長成分の振幅と一致しているが、波群個々波の波長とほぼ同じスケールの波長をもつ内部モードの長周期波は、長波長成分からは除外されるので、界面長周期波の振幅と比べてかなり小さくなっている。図-10 は、斜面上の水深 $h_2=5$ m および 2 m のケースについて、斜面勾配の変化による内部波の振幅 (ξ_2)_i の増減を示したものである。両水深ともに内部モードの振幅は勾配 $S=1/10$ 付近で最大となる。底面流速の長周期成分は、表面長周期波によるものと著しく

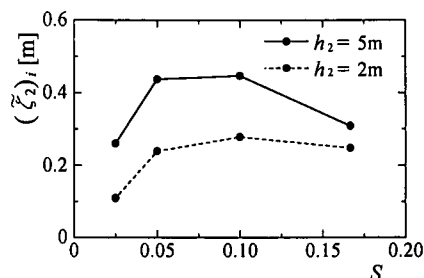


図-10 斜面勾配による内部波の変化

異なっており、表面長周期波の振幅から推定される底面流速の $\varepsilon^{-1/2}$ 倍程度の流速変動となっている。

5. おわりに

成層海域を波群が伝播する場合、地形変化の影響を受けて、長周期表面重力波とともに界面に同じ周期で数倍の振幅をもつ長周期変動が生じる。この界面長周期波は、表面重力波の自由波成分と同じ波速をもつ表面モードと、波長が波群中の個々波のスケールと同程度の遅い波速をもつ内部モードの成分からなる。ここで実施した数値シミュレーションの範囲では、界面長周期変動には内部モードの波が卓越して現れ、その内部波の振幅は地形変化が比較的急(斜面勾配が比較的急)であるとき最大となる傾向がみられた。こうした周期数分から数十分の短周期の内部波は底面流速に対しても大きく影響を与えることから、長周期流速成分の評価にあたっては短周期内部波についても考慮しておく必要がある。

参考文献

- 上野成三・灘岡和夫・勝井秀博・大谷英夫 (1993): 密度成層期の東京湾で発生する密度・流動・水質場の急変現象と内部波に関する現地観測, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp. 246-250.
- 喜岡 渉・柏原謙爾・Md. Akter Hossain・猪垣智晴 (1997): 流動化した底質による湾水振動の制御について, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp. 711-715.
- 佐藤慎司 (1997): 台風 9617 号による駿河湾の波浪と密度成層の挙動, 土木学会論文集, No. 579/II-41, pp. 151-161.
- 柳 哲雄・山本隆司・石丸 隆・才野敏郎 (1993): 大阪湾の潮汐フロント近傍で観測された短周期内部波, 沿岸海洋研究ノート, 第 30 巻, 第 2 号, pp. 201-207.
- Agnon, Y. and C. C. Mei (1988): Excitation of long internal waves by groups of short surface waves incident on a barrier, J. Fluid Mech., Vol. 192, pp. 17-31.
- Liu, P. L.-F. (1989): A note on long waves induced by short-wave groups over a shelf, Vol. 205, pp. 163-170.
- Zalkan, R. L. (1968): Observation of high frequency internal waves in the Pacific Ocean, Ph.D. Dissertation, Univ. of California, San Diego.