

マッハステム形成過程の数値解析

Numerical Simulation of Generation Processes of Mach Stems

山下 啓¹・柿沼太郎²・山元 公³・中山恵介⁴

Kei YAMASHITA, Taro KAKINUMA, Ko YAMAMOTO and Keisuke NAKAYAMA

Mach stems generated by the oblique interaction of waves were numerically simulated using a set of nonlinear equations derived on the basis of a variational principle without any assumptions concerning wave nonlinearity and dispersion. The Mach stems showed a larger amplification rate defined along the nondimensional time as the incident wave height to water depth ratio was larger and the water depth to incident wave length ratio was smaller. When the Mach stem reflected at a vertical wall, its wave height became remarkably large without wave breaking. A new method was proposed to consider the boundary conditions on a vertical wall which was set diagonally across computational grids. The wave amplification at the head of a bay depended on not only the incident-wave parameters but also how large the Mach stem was amplified.

1. 序 論

斜交波が伝播する波浪場において、波の斜め相互作用に起因してマッハステムが形成されると、周辺の波浪状況と比較して大きな振幅の波が出現し、航行中の船舶に危険がもたらされる可能性がある。一方、海岸護岸や防波堤に波が斜め入射し、構造物沿いに伝播する大きな振幅のマッハステムが形成されると、碎波や越波が生じ、更に、流れ場へも影響が及ぶ場合がある（目見田，2006）。こうしたマッハステムの波高は、KdV理論に基づくMiles（1977）の理論によると、波の入射角が臨界角に達した場合、図-1に示すように、波高増幅率が約4倍となる。また、Tanaka（1993）は、数値解析に基づき、波の非線形性が強い場合には、波高増幅率が4倍に達しないと結論付けている。

ところで、マッハステムは、十分な時間の経過後、入射波の波高水深比と入射角に依存した最大波高を有する定常な状態に達する。しかしながら、この定常な状態に至るまでのマッハステムの発達過程に関しては、定量的な評価があまりなされていないのが現状である。そこで、本研究では、非線形波動方程式系（柿沼，2001）に基づく数値解析を行ない、様々な入射波条件に対するマッハステムの形成過程をシミュレートする。更に、マッハステムが、異なる波向きの波と重合する場合や、鉛直壁に衝突する場合の挙動に関しても調べる。

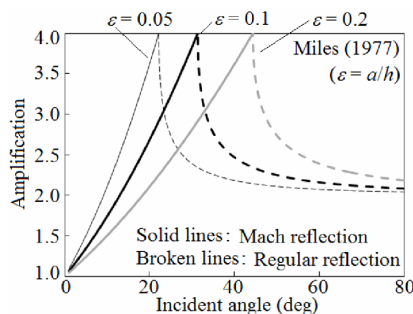


図-1 Miles（1977）の理論を用いて得られる入射波の入射角と波高増幅率との関係（ここで、 ε は、入射波の波高水深比である。）

2. 非線形波動方程式系

非粘性・非圧縮性流体の非回転運動を対象とする。速度ポテンシャルを $\phi(x, z, t) = \sum_{\alpha=0}^{N-1} \{f_{\alpha}(x, t) \cdot z^{\alpha}\}$ のように N 個のべき関数の重み付き級数に展開する。変分原理（柿沼，2001）を適用し、大気圧を無視すると、次式に示す非線形波動方程式系が得られる（柿沼ら，2011）。

$$\eta^{\alpha} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{\alpha + \beta + 1} \nabla \{ [\eta^{\alpha + \beta + 1} - b^{\alpha + \beta + 1}] \nabla f_{\beta} \} - \frac{\alpha \beta}{\alpha + \beta - 1} (\eta^{\alpha + \beta - 1} - b^{\alpha + \beta - 1}) f_{\beta} = 0 \quad \dots (1)$$

$$\eta^{\beta} \frac{\partial f_{\beta}}{\partial t} + \frac{1}{2} \eta^{\beta + \gamma} \nabla f_{\beta} \nabla f_{\gamma} + \frac{1}{2} \beta \gamma \eta^{\beta + \gamma - 2} f_{\beta} f_{\gamma} + g \eta = 0 \quad \dots (2)$$

ここで、添え字 α に関して積の総和規約を採用している。 $\eta(x, t)$ 及び $b(x)$ は、それぞれ、水面変動及び底面位置である。また、 $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ は、水平方向の微分演算子であり、重力加速度 g は、 9.8 m/s^2 とする。

代表的な波長、波高及び水深を、それぞれ、 λ 、 a 及び h として、諸量を次式のように無次元化する。

1 学生会員	修(工)	鹿児島大学大学院 理工学研究科 生命環境科学専攻
2 正会員	博(工)	鹿児島大学大学院准教授 理工学研究科 生命環境科学専攻
3 学生会員		鹿児島大学大学院 理工学研究科 海洋土木工学専攻
4 正会員	博(工)	北見工業大学教授 社会環境工学科

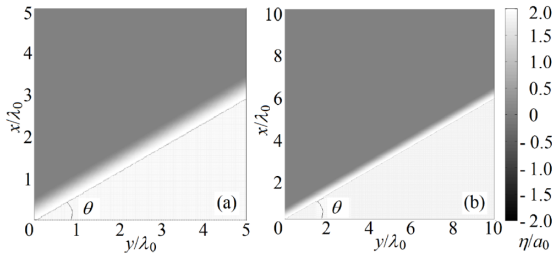


図-2 計算対象領域及び初期水位分布 ((b)は, (a)の各辺の長さを2倍した, より広い領域である.)

$$\begin{aligned} x^* &= \frac{x}{\lambda}, y^* = \frac{y}{\lambda}, z^* = \frac{z}{h}, t^* = \frac{\sqrt{gh}}{\lambda} t, \nabla^* = \lambda \nabla, \\ \frac{\partial}{\partial t^*} &= \frac{\lambda}{\sqrt{gh}} \frac{\partial}{\partial t}, \eta^* = \frac{\eta}{h}, b^* = \frac{b}{h}, f_\alpha^* = \frac{h^\alpha}{\lambda \sqrt{gh}} \frac{h}{a} f_\alpha \\ &\dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

式 (3) を式 (1) 及び式 (2) に代入して次式を得る.

$$\begin{aligned} (\eta^*)^\alpha \frac{\partial \eta^*}{\partial t^*} + \frac{1}{\alpha + \beta + 1} \varepsilon \nabla^* \left\{ (\eta^*)^{\alpha + \beta + 1} - (b^*)^{\alpha + \beta + 1} \right\} \nabla^* f_\beta^* \Big\} \\ - \frac{\alpha \beta}{\alpha + \beta - 1} \frac{\varepsilon}{\sigma^2} \left\{ (\eta^*)^{\alpha + \beta - 1} - (b^*)^{\alpha + \beta - 1} \right\} f_\beta^* = 0 \\ \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon (\eta^*)^\beta \frac{\partial f_\beta^*}{\partial t^*} + \frac{1}{2} \varepsilon^2 (\eta^*)^{\beta + \gamma} \nabla^* f_\beta^* \nabla^* f_\gamma^* \\ + \frac{1}{2} \beta \gamma \left(\frac{\varepsilon}{\sigma} \right)^2 (\eta^*)^{\beta + \gamma - 2} f_\beta^* f_\gamma^* + \eta^* = 0 \end{aligned} \quad \dots\dots (5)$$

ここで, $\varepsilon = a/h$ 及び $\sigma = h/\lambda$ は, それぞれ, 波高水深比及び水深波長比の代表値である.

本論文の数値解析では, 平面2次元波動場を対象とし, 無次元量に関する式 (4) 及び式 (5) を基礎方程式として, これらをNakayama・Kakinuma (2010) に類似した差分法を用いて解く. ここで, 計算対象領域の周辺は, 完全反射の鉛直壁とする. また, 簡単のために, 壁面及び底面における摩擦を無視する. 初期状態において, 速度ポテンシャルの重み係数 $f_\alpha^*(x^*, 0)$ をすべて0, すなわち, 初期流速を0とする. なお, 速度ポテンシャルの展開項数を波の分散性が考慮される最低次数である $N=2$ とする.

3. 鉛直壁に斜め入射する波の数値解析

(1) マッハシステム形成過程に対する入射波の波高水深比及び水深波長比の影響

鉛直壁に斜め入射して生成されるマッハシステム形成過程に対する, 入射波の波高水深比及び水深波長比の影響を調べる. 図-2 (a) に, 一様水深である計算対象領域及び初期水位分布を示す. 鉛直壁を $x = y \tan \theta$ 上に配置し, $x \geq y \tan \theta$ を計算対象領域とする. 初期水面の $y \tan \theta \leq x \leq y \tan \theta + 0.5 \lambda_0 / \cos \theta$ の領域に, $\eta(x, y) = a_0 \{1 + \cos [2\pi(x$

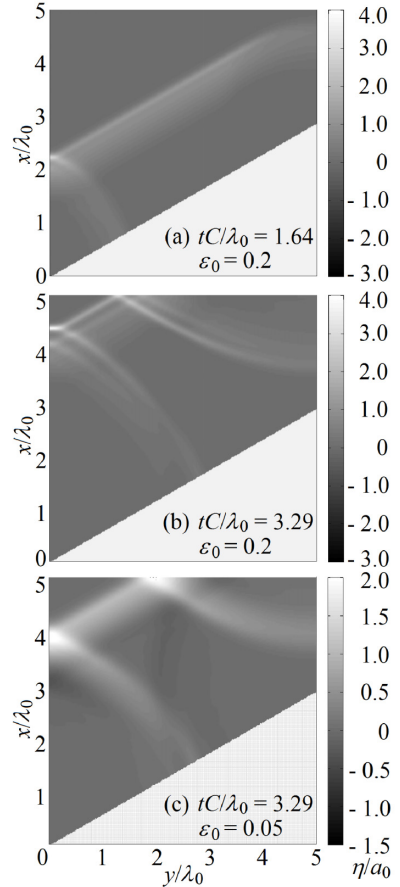


図-3 各時刻における水位分布 ($\theta = 30^\circ$, $\varepsilon_0 = 0.05$, または, 0.2 , $\sigma_0 = 0.025$)

$y \tan \theta) \cos \theta / \lambda_0 \}$ を与える. ここで, a_0 及び λ_0 は, それぞれ, 表面波の波高及び波長である. 弱非線形性及び弱分散性の波動場を対象とし, $\theta = 15^\circ$, または, 30° の場合において, 初期水面形の波高水深比と水深波長比の初期値をそれぞれ $\varepsilon_0 = a_0/h = 0.05, 0.1$ 及び 0.2 , そして, $\sigma_0 = h/\lambda_0 = 0.05, 0.025$ 及び 0.0125 とする. また, 計算格子間隔及び計算時間間隔は, C を線形浅水波の波速として, $\Delta x/\lambda_0 = \Delta y/\lambda_0 = 0.025$ 及び $C\Delta t/\Delta x = 0.031$ とする.

図-3 (a), (b) 及び (c) に, 時刻 $tC/\lambda_0 = 1.64$, または, 3.29 における水位分布を示す. ここで, $\theta = 30^\circ$, $\varepsilon_0 = 0.05$, または, 0.2 , $\sigma_0 = 0.025$ である. $\varepsilon_0 = 0.2$ の場合, $y/\lambda_0 = 0$ に位置する鉛直壁の法線方向に伸びるマッハシステムが, 伝播に伴い発達している. 他方, $\varepsilon_0 = 0.05$ の場合, マッハシステムが形成されない通常反射が生じており, このことは, 図-1に示す同条件に対する理論解と一致している.

図-4に, $y/\lambda_0 = 0$ に位置する鉛直壁における最大水位 $\eta_{\max}$ の無次元量 $\eta_{\max}/\eta_{0, \max}$ の時間変化を示す. ここで, $\eta_{0, \max}$ は, 図-2 (a) の $x = y \tan \theta$ 上の鉛直壁が配置されていない計算対象領域における $0 \leq x \leq 0.5 \lambda_0$ の領域に, $\eta(x, y) =$

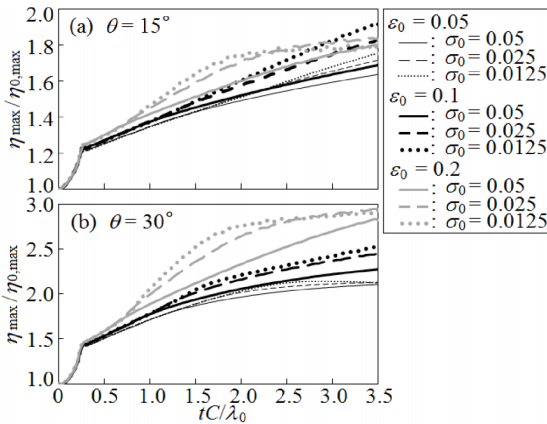


図-4 図-2 (a) の $y/\lambda_0 = 0$ に位置する鉛直壁における最大水位 $\eta_{\max}$ の無次元量 $\eta_{\max}/\eta_{0,\max}$ の時間変化

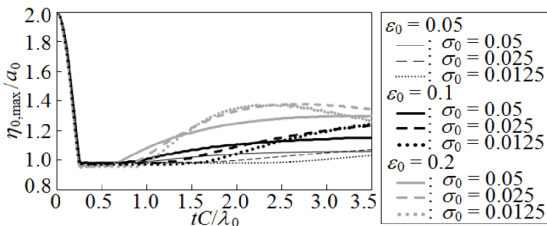


図-5 図-2 (a) の $x = y \tan \theta$ に鉛直壁がない計算対象領域で各入射波が1次元伝播する場合の最大水位の時間変化

$a_0\{1 + \cos(2\pi x/\lambda_0)\}$ なる初期水面形を与えた場合の、各時刻における最大水位であり、図-5に示された値である。すなわち、 $\eta_{0,\max}$ は、波が斜め相互作用を受けることなく1次元伝播した場合の最大水位である。本計算条件では、浅水変形により非定常な波が伝播するため、入射波の初期波高 a_0 を用いて算出した波高増幅率は、浅水変形の影響も受けた値であり、このままでは、理論解と比較できない。そこで、本論文では、波高増幅率の基準値を各時刻における $\eta_{0,\max}$ とする。なお、本論文に示す図中の値は、時間方向に単純移動平均を用いて平滑化した値であり、平滑化に伴う誤差の平均値は、1%未満である。 $\theta = 15^\circ$ である図-4 (a) において、 $\varepsilon_0 = 0.2$ 、そして、 $\sigma_0 = 0.025$ 及び 0.0125 の場合、マッハシステムの波高増幅率は、 $tC/\lambda_0 \geq 2.5$ の時刻において、1.8~2.0 程度の値に漸近するような曲線を描いている。すなわち、計算時間内にほぼ定常状態に達しており、波高増幅率は、Miles (1977) の理論解と同程度の1.8となっている。一方、 $\varepsilon_0 = 0.2$ 及び $\sigma_0 = 0.05$ の場合、マッハシステムは、時刻 $tC/\lambda_0 = 3.5$ においても発達過程にあり、更に伝播を継続すると、Miles (1977) の理論解を上回る波高増幅率を示すことが推測される。また、 $\varepsilon_0 = 0.05$ 及び 0.1 の場合、対象とした計算時間は、定常状態に達するまでの過渡期にあたり、マッハシステムが十分に発達していない。図-4 (a) 及び (b) によると、入

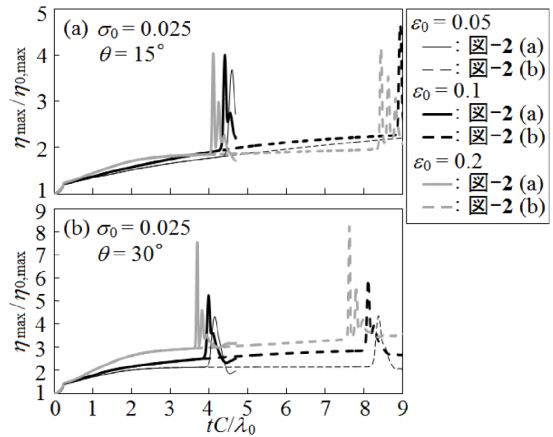


図-6 図-2 (a), または、(b) の $y/\lambda_0 = 0$ に位置する鉛直壁における最大水位 $\eta_{\max}$ の無次元量 $\eta_{\max}/\eta_{0,\max}$ の時間変化

射波の波高水深比が大きく、水深波長比が小さいほど、無次元時間に対する波高増幅速度が大きい。

次に、マッハシステムの発達に対する波の伝播距離の影響を調べるために、図-2 (b) に示すような、より広い領域も対象とする。この領域は、図-2 (a) の各辺の長さを2倍したものである。初期水面には、図-2 (a) の場合と同じ水面形を与えることとする。

図-6に、 $\theta = 15^\circ$ 、または、 30° で、 $\varepsilon_0 = 0.05, 0.1$ 、または、 0.2 、そして、 $\sigma_0 = 0.025$ の場合の、 $y/\lambda_0 = 0$ に位置する鉛直壁における最大水位の無次元量 $\eta_{\max}/\eta_{0,\max}$ の時間変化を示す。図-6には、図-4の同条件の結果も含まれている。なお、 $y/\lambda_0 = 10$ の境界から中山ら (2011) のようにエネルギーを供給して、入射波の波峰端部における減衰を防いだ数値解析も行なったが、マッハシステムの形成過程に関しては、図-6との差が見られなかった。

図-6の $\eta_{\max}/\eta_{0,\max}$ が示す最大値は、図-2 (a) の $x/\lambda_0 = 5$ 、または、図-2 (b) の $x/\lambda_0 = 10$ に位置する鉛直壁にマッハシステムが衝突したときに現れた値である。本計算条件では、計算開始後の早期において比較的大きな波高増幅速度が現れ、その後、次第に波高増幅速度が緩やかになる。 $\theta = 30^\circ$ 及び $\varepsilon_0 = 0.05$ の場合の波高増幅率は、対象時間内で定常状態に達しており、その値は、2.2である。ただし、この場合の反射形態は、通常反射である。 $\theta = 30^\circ$ 及び $\varepsilon_0 = 0.2$ の場合、 $tC/\lambda_0 = 3$ 及び 7 における波高増幅率は、それぞれ、 $\eta_{\max}/\eta_{0,\max} = 2.9$ 及び 3.3 である。この場合、波の斜め相互作用が開始した後の比較的早い時刻において、波高増幅率が2を大きく上回る波高を有する状態に至っている。また、 $tC/\lambda_0 = 7.6$ における $\eta_{\max}/\eta_{0,\max}$ は、約8.2と大きな値を示しており、波高水深比に換算すると約1.64である。これは、比較的大きな等しい振幅 ($\eta_{\max}/\eta_{0,\max} = 3.3$) を有する二つのマッハシステムの衝突現象に相当し、非線形性が顕著に現れている。この大振幅の波が砕波に至

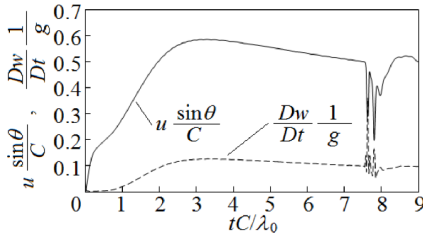


図-7 図-2 (b) の $y/\lambda_0 = 0$ に位置する鉛直壁における水面粒子の鉛直加速度 Dw/Dt 及び x 軸方向の流速の絶対値の最大値 u の時間変化 ($\theta = 30^\circ$, $\varepsilon_0 = 0.2$, $\sigma_0 = 0.025$)

っていないことを確かめるために、 $y/\lambda_0 = 0$ に位置する鉛直壁における水面上の粒子の鉛直加速度 Dw/Dt 及び x 軸方向の流速の絶対値の最大値 u の時間変化を図-7に示す。ここで、前者及び後者は、それぞれ、重力加速度 g 及び x 軸方向の線形浅水波の波速 $C/\sin\theta$ を用いて無次元化している。両者の最大値は、それぞれ、0.35 及び 0.6 であり、1 よりも小さい。従って、 $N=2$ と仮定した速度ポテンシャルの近似の精度において、重複波及び進行波の碎波限界に至ることなく、波の非線形作用に起因する大きな振幅の波が出現していると言える。

(2) 異なる波向きの波と重合するマッハシステム

マッハシステムが、異なる波向きの波と重合する場合の挙動を、図-2 (a) に示した計算対象領域を用いて調べる。初期状態において、3. (1) で用いた波形を与え、更に、 $4.5\lambda_0 \leq x \leq 5.0\lambda_0$ の領域に、 $\eta(x, y) = a_0\{1 + \cos(2\pi x/\lambda_0)\}$ なる初期水面形を与える。この場合の、 $y/\lambda_0 = 0$ に位置する鉛直壁における最大水位 $\eta'_{\max}$ を表-1に示す。ここで、異なる波向きの波との重合がない図-4の最大水位 $\eta_{\max}$ との差の無次元量 $(\eta'_{\max} - \eta_{\max})/\eta_{0, \max}$ が記されている。なお、最大水位 $\eta'_{\max}$ は、時刻 $tC/\lambda_0 = 1.9 \sim 2.4$ において現れた。表-1より、 $\theta = 15^\circ$ の場合、発達過程のマッハシステムと、異なる波向きの波との重合は、ほぼ両者の線形重ね合わせとなっている。しかしながら、 $\theta = 30^\circ$ 及び $\varepsilon_0 = 0.2$ の場合、両者の重合において、比較的大きな非線形性が現れ、局所的に大きな振幅の波が出現している。

4. 湾奥に近いほど湾幅が狭い湾に入射する波の挙動

(1) 計算格子に対して斜めに設置された境界における境界条件

図-8 (a) に示すような、湾奥に近いほど湾幅が狭い、平面的に台形状を有する一様静水深の湾に波が入射する場合を対象とし、側壁における波の斜め相互作用が湾奥における波高増幅率に及ぼす影響を調べる。ここで注意すべきは、図-8 (a) のAB上に位置する鉛直壁が計算格子に対して斜めに設置されている点である。本モデルのように矩形格子を用いる場合、斜めに設置された壁の位置が格子点からずれる際には、境界条件を精度よく考慮す

表-1 図-2 (a) の $y/\lambda_0 = 0$ に位置する鉛直壁において異なる波向きの波と重合するマッハシステムの最大水位のこうした重合がない場合との差の無次元量 $(\eta'_{\max} - \eta_{\max})/\eta_{0, \max}$

σ_0	$\varepsilon_0 = 0.05$		$\varepsilon_0 = 0.1$		$\varepsilon_0 = 0.2$	
	$\theta = 15^\circ$	$\theta = 30^\circ$	$\theta = 15^\circ$	$\theta = 30^\circ$	$\theta = 15^\circ$	$\theta = 30^\circ$
0.05	1.0	1.0	1.0	1.0	1.1	1.2
0.025	1.0	1.0	1.0	1.0	1.1	1.2
0.0125	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.1

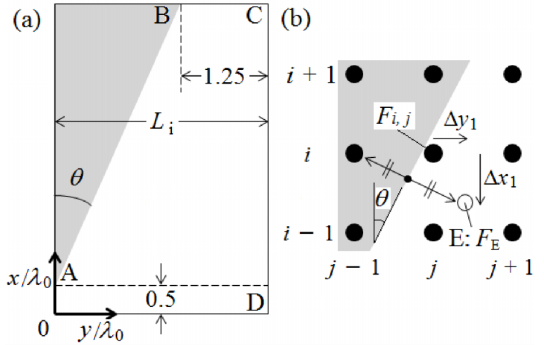


図-8 湾奥に近いほど湾幅が狭い湾を対象とする場合の計算対象領域 (左図 (a)) と壁面近傍の計算格子 (右図 (b))

るために、境界処理を工夫する必要がある。中山ら (2011) は、内部波のマッハシステムを対象とした数値解析において、鉛直壁近くの格子点における流速の、鉛直壁の法線方向成分を0とした。ここでは、この手法を参考にして、鉛直壁の位置における流速の、鉛直壁の法線方向成分を0とする次のような手法を提案する。すなわち、図-8 (b) に示す壁内部の仮想点 $(i, j-1)$ における水面変動及び速度ポテンシャルを鉛直壁に関してこの点と線対称にある水域内の点Eにおける各値と等しくする。その際に、点Eにおけるこれらの値 F_E は、水域内の格子点上の値 $F_{i,j}$, $F_{i,j+1}$ 及び $F_{i-1,j}$ を用いて、次式の1次式により近似する。

$$F_{i,j-1} = F_E = F_{i,j} + \frac{F_{i,j} - F_{i-1,j}}{\Delta x} \Delta x_1 + \frac{F_{i,j+1} - F_{i,j}}{\Delta y} \Delta y_1 \cdots (6)$$

ここで、 i 及び j は、それぞれ、 x 軸方向及び y 軸方向の格子点番号であり、 F は、水面変動、または、速度ポテンシャルである。また、 Δx_1 及び Δy_1 は、点 (i, j) から点Eまで進む水平距離の、それぞれ、正負の符号を考えた x 軸及び y 軸方向成分である。式 (4) 及び式 (5) の両者を解く際に、格子に対して斜めに設置された鉛直壁における側方境界条件として、式 (6) を適用する。

(2) 湾奥に近いほど湾幅が狭い湾に入射する波の解析

図-8 (a) に計算対象領域を示す。直線AB及びBC上の鉛直壁が、それぞれ、湾の側面及び湾奥であり、直線CD上に鉛直壁がある。すなわち、湾口幅及び湾奥幅が、それぞれ、 $2L_i\lambda_0$ 及び $2.5\lambda_0$ である平面的に台形状の湾を対

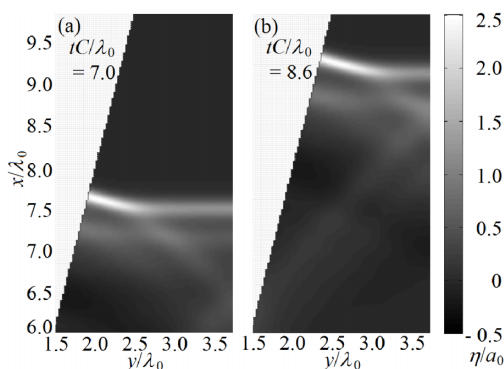


図-9 図-8 (a) の領域における各時刻の水位分布 ($L_i = 3.75$, $\theta = 15^\circ$, $\varepsilon_0 = 0.1$, $\sigma_0 = 0.025$)

象とする。ここで、 L_i は、無次元量である。 $0 \leq x \leq 0.5\lambda_0$ の領域に $\eta(x, y) = a_0 \{1 + \cos(2\pi x/\lambda_0)\}$ なる初期水面形を与え、 $\varepsilon_0 = 0.05, 0.1$; $\sigma_0 = 0.025$; $\theta = 15^\circ, 30^\circ$; $L_i = 3.75, 8.75$ として、入射波の波高水深比や、湾の形状が、湾奥における波の波高増幅率に及ぼす影響を調べる。

図-9に、時刻 $tC/\lambda_0 = 7.0$, または、 8.6 における水位分布を示す。ここで、 ε_0 , σ_0 , θ 及び L_i は、それぞれ、 0.1 , 0.025 , 15° 及び 3.75 である。式 (6) の境界条件を用いて、格子に斜めに設置された鉛直壁の法線方向に伸びるマッハシステムが、図-3の結果と同様に算出されている。

図-10に、図-8 (a) のAB上に位置する鉛直壁における最大水位 $\eta_{\max}$ の無次元量の時間変化を示す。 $\eta_{\max}/\eta_{0,\max}$ の最大値、すなわち、図-10の各グラフの最大値は、図-8 (a) の点Bに波が到達した時刻に現れており、この最大値を湾奥における波高増幅率と定義する。なお、ここでは、湾水振動を考慮しない。 $L_i = 3.75$ 及び $\varepsilon_0 = 0.05$ の場合、 $\theta = 30^\circ$ のときよりも $\theta = 15^\circ$ のときの方が、波が、BCに位置する鉛直壁に、垂直に近い角度で衝突するため、湾奥における波高増幅率が大きい。また、 $L_i = 3.75$ 及び $\varepsilon_0 = 0.1$ の場合も同様に、 $\theta = 15^\circ$ のときの方が、波高増幅率が大きい。ただし、この $\varepsilon_0 = 0.1$ の場合、湾奥に到達する波の波高は、 $\theta = 15^\circ$ のときよりも $\theta = 30^\circ$ のときの方が大きいため、両者の差は、 $\varepsilon_0 = 0.05$ の場合より小さい。

$\theta = 30^\circ$ のとき、湾口幅が異なる $L_i = 3.75$ の湾と $L_i = 8.75$ の湾に対する結果を比較すると、湾奥における波高増幅率は、 $\varepsilon_0 = 0.05$ の場合に等しくなっている。これは、AB上に位置する鉛直壁に沿って伝播する波の波高が、定常な状態に達しているためである。しかしながら、 $\varepsilon_0 = 0.1$ の場合には、湾奥における波高増幅率は、 $L_i = 8.75$ の湾の方が大きい。これは、 $L_i = 3.75$ の湾よりもマッハシステムが長距離を伝播して発達し、波高が大きくなるためである。

このように、湾の側面沿いに伝播する波が、非線形性により次第に発達する場合、その発達率が、湾奥における波高増幅率に影響を与える。

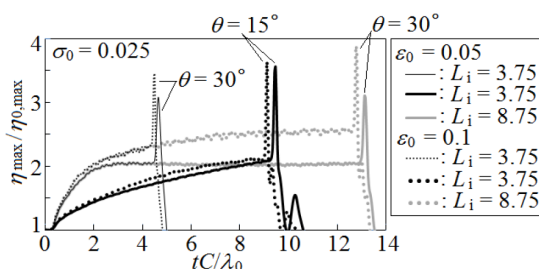


図-10 図-8 (a) の直線AB上に位置する鉛直壁における最大水位の無次元量 $\eta_{\max}/\eta_{0,\max}$ の時間変化

5. 結 論

平面2次元波動場を対象とし、マッハシステム形成過程の数値解析を行なった。まず、鉛直壁に斜め入射する波の数値解析により、入射波の波高水深比が大きく、水深波長比が小さいほど、無次元時間に対する波高増幅速度が大きくなる傾向にあることがわかった。また、波高が大きく成長したマッハシステムが、鉛直壁に対して垂直に衝突した場合、重複波性の碎波限界に至ることなく非常に大きな波高を有する波が出現する可能性のあることが確かめられ、対象とした条件では、このような波の波高増幅率が約8.2となった。更に、計算格子に対して斜めに置かれた境界における境界条件を導入する手法を提案し、湾奥に近いほど湾幅が狭い湾に波が入射した場合の数値解析を行なった。その結果、湾の側面沿いに伝播する波が、非線形性により発達する場合、その発達率に応じて、湾奥における波高増幅率が変化することがわかった。

本研究では、波の非線形性が比較的弱い条件に対するマッハシステムを対象とした。今後は、数値解析結果のみならず、実験結果や理論解も考慮して、波の非線形性がより強い条件に対するマッハシステムの形成過程を調べていきたい。

参 考 文 献

- 柿沼太郎 (2001): 透水性海浜における内部波の挙動の数値計算, 海岸工学論文集, 第48巻, pp. 146-150.
- 柿沼太郎・山下 啓・帖佐繁明・藤間功司・中山恵介 (2011): 津波の生成や伝播に対する流速分布及び密度成層の影響, 土木学会論文集B3 (海洋開発), Vol. 67, No. 2, pp. I-553-I-558.
- 中山恵介・柿沼太郎・辻 英一・及川正行 (2011): ソリトン共鳴により発生する大振幅ソリトンの解析, 土木学会論文集B2 (海岸工学), Vol. 67, No. 2, pp. I-6-I-10.
- 目見田哲 (2006): 急勾配海底斜面上のステム波の碎波現象と海浜流場への影響, 海岸工学論文集, 第53巻, pp. 56-60.
- Miles, J. W. (1977): Obliquely interacting solitary waves, J. Fluid Mech, Vol. 79, pp. 157-169.
- Nakayama, K. and T. Kakinuma (2010): Internal waves in a two-layer system using fully nonlinear internal-wave equations, Int. J. Numer. Meth. Fluids, Vol. 62, pp. 574-590.
- Tanaka, M. (1993): Mach reflection of a large-amplitude solitary wave, J. Fluid Mech, Vol. 248, pp. 637-661.