

感潮狭水路の水理に関する研究

大 年 邦 雄

STUDY ON THE HYDRAULICS OF A TIDAL INLET

By Kunio OHTOSHI

Synopsis

Some hydrodynamic aspects of tidal inlet defined as the relatively short channel connecting bay and ocean is treated. Often such system exhibits irregular geometry and complicated flow patterns at the ocean- and bay-side. As a result of the large variations in depth and width, the velocity field contains both vertical and horizontal eddies. these eddies often are dominant features rather than perturbations on the main flow.

In the context of this paper, an idealized and simple model basin is treated. It is because that this research is aimed to improve the fundamental understanding for the inlet-related problems. Only tidal forcing is considered. Emphasis is on the bay response of water level to outer sea, tidal exchange process through the inlet and local sea-bed variations near the inlet.

1. 緒 言

感潮狭水路 (Tidal Inlet) とは、『湾、潟湖などの海域をより大きな外海とつなぐ短く狭い水路のうち、主として潮流によって維持されているもの』をいう¹⁾。我国では、自然の感潮狭水路は北海道のオホーツク海岸や東部太平洋岸に見られるのみで、その水理学的研究はあまり活発ではない。しかし、近年、閉鎖性内湾や潟湖などの内水域を港湾や海浜性レジャーなどの目的で利用しようとする傾向があり、二海域を結ぶ感潮狭水路の水理学的特性を十分に検討することが必要と考えられる。

本研究はその第一段階として、基本的なモデル海を対象とし、水路を挟む両海域の潮位変動特性、海水交換特性および海底地形の変動特性といった、感潮狭水路に関連する主要な水理課題について解析的検討および数値モデルによる検討を加えたものである。現象の理解に主眼を置いているため、現場海域への適用性についての検証が未だ出来ておらず不備な点もあるが、現在までに得られた成果について取りまとめる。

2. 外海—内湾系の潮位変動特性の検討

2.1 摩擦項を非線形とした場合

Fig. 1 に示すように、水面積 A_b の内湾域と外海とが長さ L , 流水断面積 A_c の一様水路で接続されている場合を取り扱う。水路内の平均流速を u , 静水面からの潮位変動量を η とすると、水路部の運動方程式は次のように表される²⁾。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{gn^2 u |u|}{R^{4/3}} = 0 \dots\dots\dots (1)$$

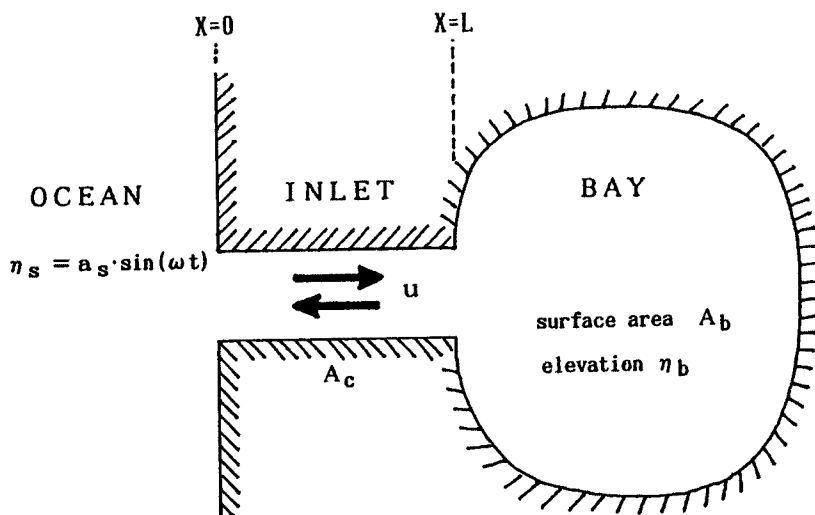


Fig. 1. Diagram of inlet/bay system.

ここに、 g は重力加速度、 R は径深、 n は Manning の粗度係数であり、 x 軸は外海側の端を原点として内湾方向を正とする。

通常、水路の長さは潮汐波の波長に比べて十分短いから、水路内では $\partial \eta / \partial x = \text{const.}(t)$ となり、水路内平均流速 u は時間 t のみの関数として扱える。また、内湾域の長さも潮汐波の波長に比べて十分短いから、内湾域内の潮位変動 η_b は場所的に一様（湾内水面は水平）であると近似できる。したがって、次式が連続式となる。

$$uA_c = A_b \frac{d\eta_b}{dt} \dots\dots\dots (2)$$

式(1)を水路長にわたって積分し、式(2)を用いて u を消去すると、次式が得られる。

$$\frac{LA_b}{gA_c} \frac{d^2 \eta_b}{dt^2} + \frac{LA_b^2 g n^2}{gA_c^2 R^{4/3}} \left| \frac{d\eta_b}{dt} \right| \frac{d\eta_b}{dt} + \eta_b - \eta_s = 0 \dots\dots\dots (3)$$

η_s は外海の潮位変動量であるが、問題を単純化するため、一つの調和関数で表されるものとする。すなわち、

$$\eta_s = a_s \sin(\omega t) \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 a_s は外海の潮位変動振幅、 $\omega = 2\pi/T$ 、 T は潮汐周期である。

ここで、次のような無次元化を行なう。

$$\left. \begin{aligned} \eta_{b*} &= \eta_b / a_s & t_* &= \Omega t & \omega_* &= \omega / \Omega \\ \Omega &= \sqrt{gA_c / (LA_b)} & F &= gn^2 A_b a_s / (R^{4/3} A_c) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

式(5)を用いると、式(3)は次のように書き表される。

$$\frac{d^2 \eta_{b*}}{dt_*^2} + F \left| \frac{d\eta_{b*}}{dt_*} \right| \frac{d\eta_{b*}}{dt_*} + \eta_{b*} = \sin(\omega_* t_*) \dots\dots\dots (6)$$

上式の近似解は次のようになる³⁾。

$$\eta_{b*} = \alpha_1 \sin(\omega_* t_* - \varepsilon_1) \dots\dots\dots (7)$$

$$\alpha_1 = \frac{\sqrt{2}}{\lambda} \sqrt{(1 - \omega_*^2)^4 + \lambda^2 - (1 - \omega_*^2)^2} \dots\dots\dots (8)$$

$$\varepsilon_1 = \tan^{-1} \left\{ \frac{\alpha_1 \lambda}{2(1 - \omega_*^2)} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

$$\lambda = \frac{16}{3\pi} \omega_*^3 F \dots\dots\dots (10)$$

2.2 摩擦項を線形とした場合

この場合の運動方程式は次のように表される。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{gn^2 ku}{R^{4/3}} = 0 \quad \dots\dots\dots (11)$$

上式における線形化係数 k は、非線形の場合との friction work を等しくおけば求まり、

$u = U_{\max} \sin (2 \pi t / T)$ で表されるときには、次のようになる。

$$k = \frac{8}{3 \pi} U_{\max} \quad \dots\dots\dots (12)$$

2.1 節と全く同様の手法を用いると、式 (11) は次のように書き表される。

$$\frac{d^2 \eta_{b*}}{dt_*^2} + K \frac{d \eta_{b*}}{dt_*} + \eta_{b*} = \sin (\omega_* t_*) \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここに

$$K = gn^2 k / (R^{4/3} \Omega) \quad \dots\dots\dots (14)$$

式 (13) の解析解は次のようになる。

$$\eta_{b*} = \alpha_2 \sin (\omega_* t_* - \varepsilon_2) \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{\sqrt{(1 - \omega_*^2)^2 + (\omega_* K)^2}} \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\varepsilon_2 = \tan^{-1} \left(\frac{\omega_* K}{1 - \omega_*^2} \right) \quad \dots\dots\dots (17)$$

係数 K には $U_{\max}$ (未知量) が含まれているので、このままでは解にならない。タイダルプリズムの関係より、

$$2 \alpha_2 \cdot a_s \cdot A_b = \int_0^{T/2} U_{\max} \sin (2 \pi t / T) \cdot A_c dt \quad \dots\dots\dots (18)$$

式 (12), (16), (18) より α_2 と $U_{\max}$ を消去すると、係数 K が求まる。

$$K = \frac{1}{\sqrt{2} \omega_*} \sqrt{-(1 - \omega_*^2)^2 + \sqrt{(1 - \omega_*^2)^4 + 4 (\beta \omega_*)^2}} \quad \dots\dots\dots (19)$$

ここに、

$$\beta = \frac{8}{3 \pi} F \quad \dots\dots\dots (20)$$

2.3 潮位変動特性

湾内の潮位変動に関する解の特性を、摩擦項を非線形とした場合と線形とした場合について比較検討する。Fig. 2 と Fig. 3 は、それぞれの場合について、湾内潮位変動振幅の外海側振幅との比 α 、および湾内側の位相遅れ ε の変化を ω_* に対して表示したものである。これより、次のような特性が読み取れる。

1) $\omega_* \ll 1$ の時、いずれの場合も、 $\alpha \doteq 1.0$ および $\varepsilon \doteq 0.0$ であり、湾内の潮位変動は外海のそれとほぼ同様の特性をもつことが分かる。すなわち、相対的に、水路長 L および湾面積 A_b が小さく、水路部の流水断面面積 A_c が大きい場合には、湾内の潮位変動は外海のそれと同様である。

2) $\omega_* \rightarrow 1$ の時、パラメタ F が小 (水路部の抵抗が小) ならば湾内潮位変動は助長され、 F が大 (水路部の抵抗が大) ならば湾内潮位変動は減衰される。また、外海部との位相遅れは約 90° となることが分かる。

3) $1 \ll \omega_*$ の時、位相遅れは 180° に漸近 (外海と逆位相) し、湾内の潮位変動は減衰することが分かる。すなわち、外海側の短周期の変動 (例えば風波) には殆ど応答しないことになる。

4) 摩擦項を線形で与えると、非線形とした場合に比し、内湾域の潮位変動の減衰が大きく、外海との位

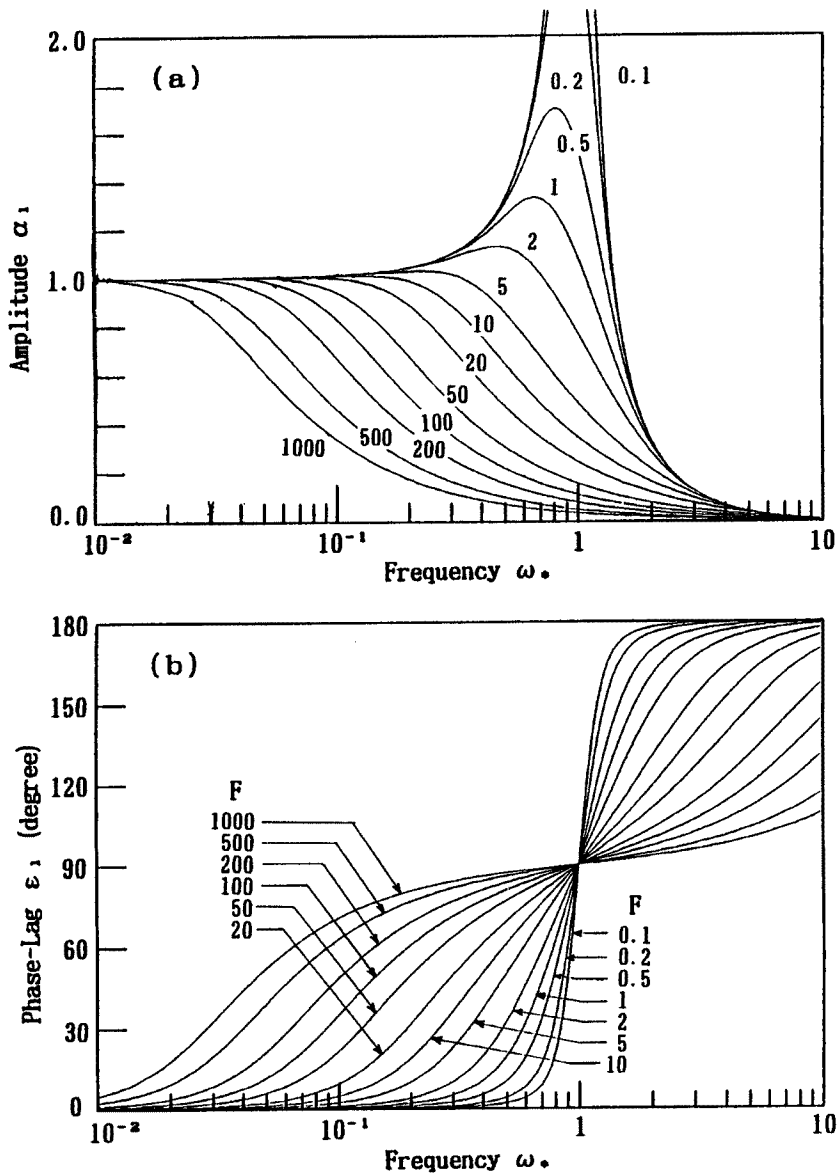


Fig. 2. Frequency response curves for the amplitude and phase lag in the case of non-linear friction term. (a) amplitude, (b) phase lag.

相遅れも大きく評価される。

3. 外海—内湾系の海水交換特性の検討

3.1 タンクモデルによる検討

タイダルブリズムの概念を拡張し、物質濃度に着目した海水交換機構について考える (Fig. 4 の模式図参照)。

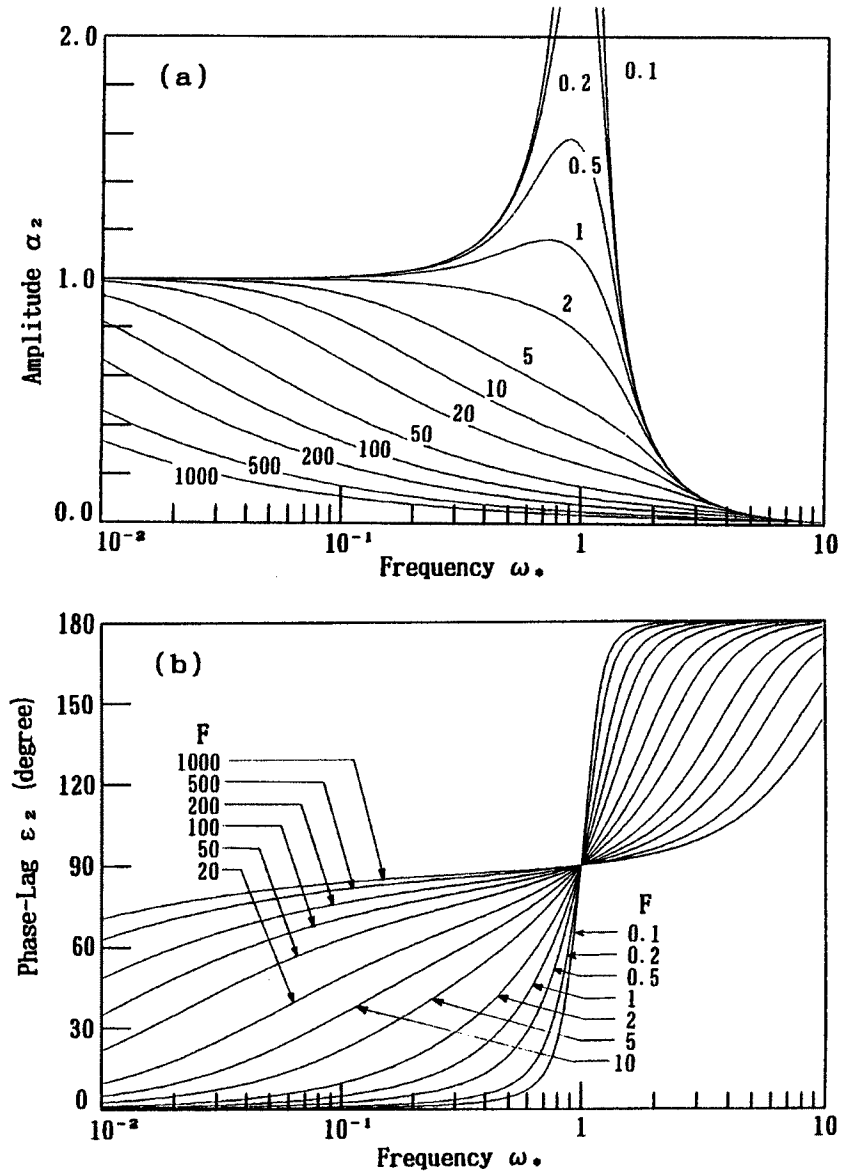


Fig. 3. Frequency response curves for the amplitude and phase lag in the case of linear friction term. (a) amplitude, (b) phase lag.

3.1.1 海水交換場と交換機構

非保存性物質の濃度変化が一次近似で $dC/dt = -kC$ と表現できるとすると、湾内の平均濃度 C の時間変化率は次のように表される。ただし、 V は湾の容積である。

$$V \frac{dC}{dt} = m - Vkc + Q_r C_r + Q_f C_f - Q_e C_e \quad (21)$$

$\uparrow$ $\uparrow$ $\uparrow$ $\uparrow$
 source 減衰 河川流 湾口での交換

タイダルプリズム・モデルは非連続的な概念であるが、ここでは流量に基づいて連続的に取り扱っている。すなわち、 P をタイダルプリズムとして、湾口での流入および流出流量である Q_f および Q_e を次のように定義している。

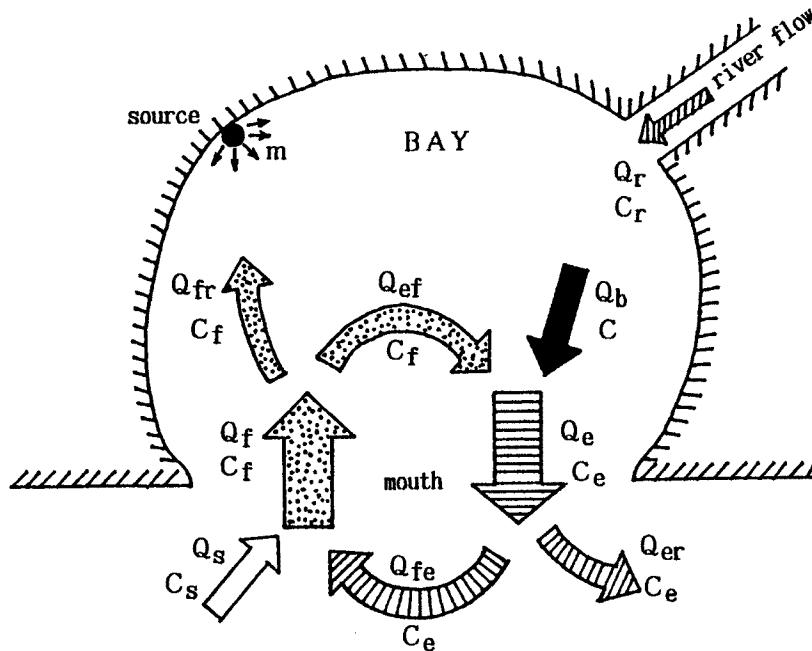


Fig. 4. Sketch map of tidal exchange process for inlet/bay system.

$$Q_f = P/T - Q_r, \quad Q_e = P/T \dots \dots \dots (22)$$

3.1.2 濃度変化率の定式化

2種の海水交換係数 R_s と R_b を導入する。すなわち、

$$R_s = Q_s/Q_f, \quad R_b = Q_b/Q_e \dots \dots \dots (23)$$

R_s は外海の流動構造, R_b は湾内の流動構造によってそれぞれ決定されるものであって, 対象とする海域に固有な定数とする。 $R_s = 0$ であれば湾内に流入する水塊は全て先の下げ潮時に湾から流出した水塊であることを意味し, $R_s = 1$ ならば湾から流出した水塊は全て外海に残留することを意味する。 R_b についても全く同様な考え方ができる。通常, $0 < R_s, R_b < 1$ である。

a) Q_f を構成する水塊について考える。

$$Q_f C_f = Q_s C_s + Q_{fe} C_e \dots \dots \dots (24)$$

上式に式 (23) の R_s を用いると、

$$C_f = R_s C_s + (1 - R_s) C_e \dots \dots \dots (25)$$

b) Q_e を構成する水塊について考える。

$$Q_e C_e = Q_b C + Q_{er} C_r \dots \dots \dots (26)$$

湾内水は well-mixed であると、 Q_b に含まれる物質濃度は湾平均濃度 C に等しいとしている。上式に式 (23) の R_b を用いると、

$$C_e = R_b C + (1 - R_b) C_r \dots \dots \dots (27)$$

式 (22), (25), (27) より、式 (21) は次のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} \frac{dC}{dt} = & \frac{m}{V} + \frac{Q_r}{V} C_r + \frac{(P/T - Q_r) R_s C_s / V - P(1 - R_b) R_s C_s / (VT)}{1 - (1 - R_s)(1 - R_b)} \\ & + \left\{ \frac{(P/T - Q_r)(1 - R_s) R_b / V - P R_b / (VT)}{1 - (1 - R_s)(1 - R_b)} - k \right\} C \dots \dots \dots (28) \end{aligned}$$

3.1.3 検討

種々の海域および条件を想定して、式 (28) に基づいた検討を行う。

(A) $m = 0, Q_r = 0, k = 0$ の場合 (保存性物質)

$$\frac{dC}{dt} = \frac{P}{VT} \cdot \frac{R_s R_b}{1 - (1 - R_s)(1 - R_b)} (C_s - C) \dots\dots\dots (29)$$

これを $t = 0$ のとき $C = C_0$ の初期条件の下で解くと、

$$\frac{C_s - C}{C_s - C_0} = \exp(-\alpha t) \dots\dots\dots (30)$$

ここに、

$$\alpha = \frac{P}{VT} \cdot \frac{R_s R_b}{1 - (1 - R_s)(1 - R_b)} \dots\dots\dots (31)$$

$\alpha > 0$ であるから、湾内の平均濃度は外海濃度 C_s に漸近する。湾内水の平均滞留時間 τ_r は次のように求まる。

$$\tau_r = \frac{1}{\alpha} = \frac{VT}{P} \cdot \frac{1 - (1 - R_s)(1 - R_b)}{R_s R_b} \dots\dots\dots (32)$$

外海水と湾内水の交換の程度が大きいほど ($R_s, R_b \rightarrow 1$)、またタイダルプリズムが大きいほど、平均滞留時間は短くなることがわかる。

(B) $Q_r \ll P/T$ の場合 (非保存性物質)

$$\frac{dC}{dt} = \lambda - \mu C \dots\dots\dots (33)$$

ここに、

$$\lambda = \frac{m}{V} + \frac{Q_r}{V} C_r + \frac{P}{VT} \cdot \frac{R_s R_b C_s}{1 - (1 - R_s)(1 - R_b)} \dots\dots\dots (34)$$

$$\mu = \frac{P}{VT} \cdot \frac{R_s R_b}{1 - (1 - R_s)(1 - R_b)} + k \dots\dots\dots (35)$$

式 (33) を $t = 0$ のとき $C = C_0$ の初期条件で解くと、 $\lambda - \mu C_0 \neq 0$ として

$$\frac{\lambda - \mu C}{\lambda - \mu C_0} = \exp(-\mu t) \dots\dots\dots (36)$$

平均濃度は次式で与えられる。

$$C(\text{equilibrium}) = \lambda / \mu \dots\dots\dots (37)$$

(C) $m = 0, Q_r = 0, k = 0, R_b = 1.0$ の場合 (保存性物質)

$$\frac{dC}{dt} = \frac{P}{VT} R_s (C_s - C) \dots\dots\dots (38)$$

これは Sanford et al.⁴⁾ のモデルに一致し、『湾内への流入水は全て湾内に残留して混合する』と扱っていることになる。

3.2 数値モデルによる検討

3.2.1 数値モデルの概要

鉛直平均された潮流場の基礎方程式は次のように表される。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - f v + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - A_h \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{g u \sqrt{u^2 + v^2}}{(\zeta + h) C^2} = 0 \dots\dots\dots (39)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + f u + g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - A_h \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{g v \sqrt{u^2 + v^2}}{(\zeta + h) C^2} = 0 \dots\dots\dots (40)$$

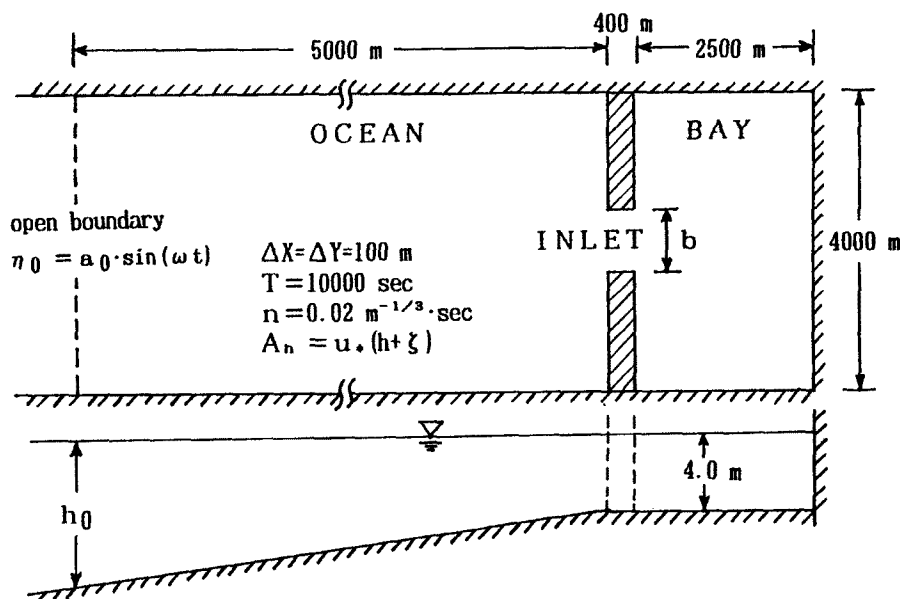


Fig. 5. Model basin for numerical testing.

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \{ (\zeta + h) u \} + \frac{\partial}{\partial y} \{ (\zeta + h) v \} = 0 \quad (41)$$

ここに、 u および v はそれぞれ x および y 軸方向の鉛直平均流速、 ζ は平均水面からの水位変動量、 t は時間、 f はコリオリ係数、 C は chezy 係数 ($= H^{1/6}/n$)、 $H = h + \zeta$ 、 h は平均水面からの水深、 n はマンニングの粗度係数、 A_h は水平渦動粘性係数である。

上記の式群を用いて、ADI 法⁵⁾により潮流計算を行う。計算で対象とするモデル海の概要を Fig. 5 に、計算ケース (計算条件) を Table. 1 に示している。

1) クーラン数

ADI 法は陰解法であることから時間刻みに対するクーラン条件はかなり緩いが、時間刻みを大きくし過ぎると流速分布の計算結果が不正確になることが分かっている⁶⁾。本計算の各ケースにおけるクーラン数は 0.8~0.9 としている。

2) 水平渦動粘性係数

水平混合項は流れの平滑化作用を持ち、流体の運動状態や運動規模によってその大きさは変化するものである。水平渦動粘性係数 A_h の与え方については、格子間隔の 4/3 乗に比例する量として与えられることが多い。例えば、金子ら⁷⁾は次式のように与えている。

$$A_h = 0.01 \cdot (\Delta x)^{4/3} \quad (42)$$

すなわち、対象とする全海域に一律に与え、しかも時間によらず一定値として与えている。このような与え方は非定常な潮流場の計算を行なう上で明らかに物理的に不合理である。したがって本研究では、場所的・時間的变化を考慮するために、摩擦速度 U_* と水位 ($h + \zeta$) の積に比例する形で水平渦動粘性係数を与えた。すなわち、

$$A_h = \varepsilon U_* (h + \zeta) \quad (43)$$

Table 1. Summary of numerical tests

Run NO.	h_0 (m)	a_0 (m)	b (m)	R_b ($t_0 = \text{HWS}$)
F-1	4.0	0.5	400	0.769
F-2	4.0	1.0	200	0.950
F-3	4.0	1.0	400	0.710
F-4	4.0	1.0	800	0.352
I-1	8.0	0.5	400	0.841
I-2	8.0	1.0	200	0.945
I-3	8.0	1.0	400	0.871
I-4	8.0	1.0	800	0.493

摩擦速度はマニング則より与え、比例係数 ε は Fischer et al.⁸⁾ を参照して $\varepsilon = 1.0$ とした。

3) 境界条件および初期条件

閉境界に垂直な流速成分を 0 とする通常の条件の他に、陸地付近における差分計算を行なう場合、境界外の流速を与える必要が生じてくる。本計算では先の研究⁹⁾ に倣って、閉境界面上で non-slip とした。

開境界に与える潮位変動（振幅 a_0 ）は正弦波とした。また初期条件は、全域に対して $\zeta = u = v = 0$ とした。

このようにして計算されたオイラー潮流場に仮想粒子を配置し、その後の移動軌跡を追跡する手法として、Predictor-Corrector Method¹⁰⁾ を用いた。以下に x 方向を例にとり追跡計算方法を示す。

タイムステップ $k\Delta t$ における粒子位置を X_k 、移動速度を u_k とし、次式を用いて intermediate position X^* を求める。

$$X^* = X_k + u_k \Delta t \dots\dots\dots (44)$$

次にタイムステップ $k\Delta t$ における X^* での流速を内挿補完で求め、その流速を u^* とすれば、タイムステップ $(k+1)\Delta t$ における位置 X_{k+1} は以下の式から求められる。

$$X_{k+1} = X_k + \Delta t / 2 (u_k + u^*) \dots\dots\dots (45)$$

y 方向の移動も同様に計算され、粒子位置 (X_{k+1}, Y_{k+1}) が得られる。

仮想粒子には識別番号が付けられているので、個々の粒子を追跡することが可能である。

3.2.2 潮流場

Fig. 6 を例にとって、一周期内の潮流パターンの特徴を記述すると次のようである。

上げ潮時に外界から内湾へと向かう潮流は、縮流して狭水路に侵入するが、狭幅であるために大きな抵抗を受け、上げ潮最盛時であっても前面部に停滞域ができていく。狭水路を通過して内湾に侵入した流れは、急拡部で剝離渦を生成し、次第にそのスケールと強度を増して内湾スケールの大きな環流へと成長していく。下げ潮時には水路部から噴流状に外海へ拡がり、最盛時を過ぎる頃から出口両端に反流が顕著となる。この反流は位相の早い外海側潮流と相会し、干潮憩流時には大スケールの環流に成長している。このように、水路を挟む両海域に交互に形成されるスケールの大きな環流は、外海－内湾の海水交換に重要な役割を果たしているが、これについては後述する。

一周期平均で求めた潮汐残渣流は Fig. 7 のようであり、定性的にはいずれの計算ケースにおいてもほぼ同様な性状を示している。外海側に海底勾配を与えたケースと平坦としたケースのものを比較すると、勾配を与えた場合の方が外海側に長く張り出した残渣環流となっている。これは、水柱の伸縮に起因する渦度の生成に因るものと考えられる。

3.2.3 海水交換

上述した潮流に乗って外海水および内湾水がどのように移動するかを見るため、それぞれの海域に仮想粒子を密に配置し（1 格子に 16 個）、それらの 2 周期間の挙動を追跡した。

Fig. 8 は、狭水路潮流が満潮憩流の潮時に湾内に配置した場合の追跡結果を示したものである。狭水路を通じての出入りを繰り返しながら湾内粒子が外海側の環流に捕捉され、次第に外海へと拡がっていく様子が追跡されている。同様に Fig. 9 は、干潮憩流時に湾外に配置した場合のものであり、内湾スケールの環流に乗って外海起源の粒子が内湾全域へと拡がる様子が示されている。このように、水路を挟む両海域での海水交換にとって、それぞれの海域に形成されるスケールの大きな環流が重要な役割を果たしていることが分かる。

ここで、湾内水に着目した 1 周期間での海水交換係数 R_θ を次式で定義する。

$$R_\theta = \frac{N_{rem}(t_0 + T)}{N_{max}(t_1)} \dots\dots\dots (46)$$

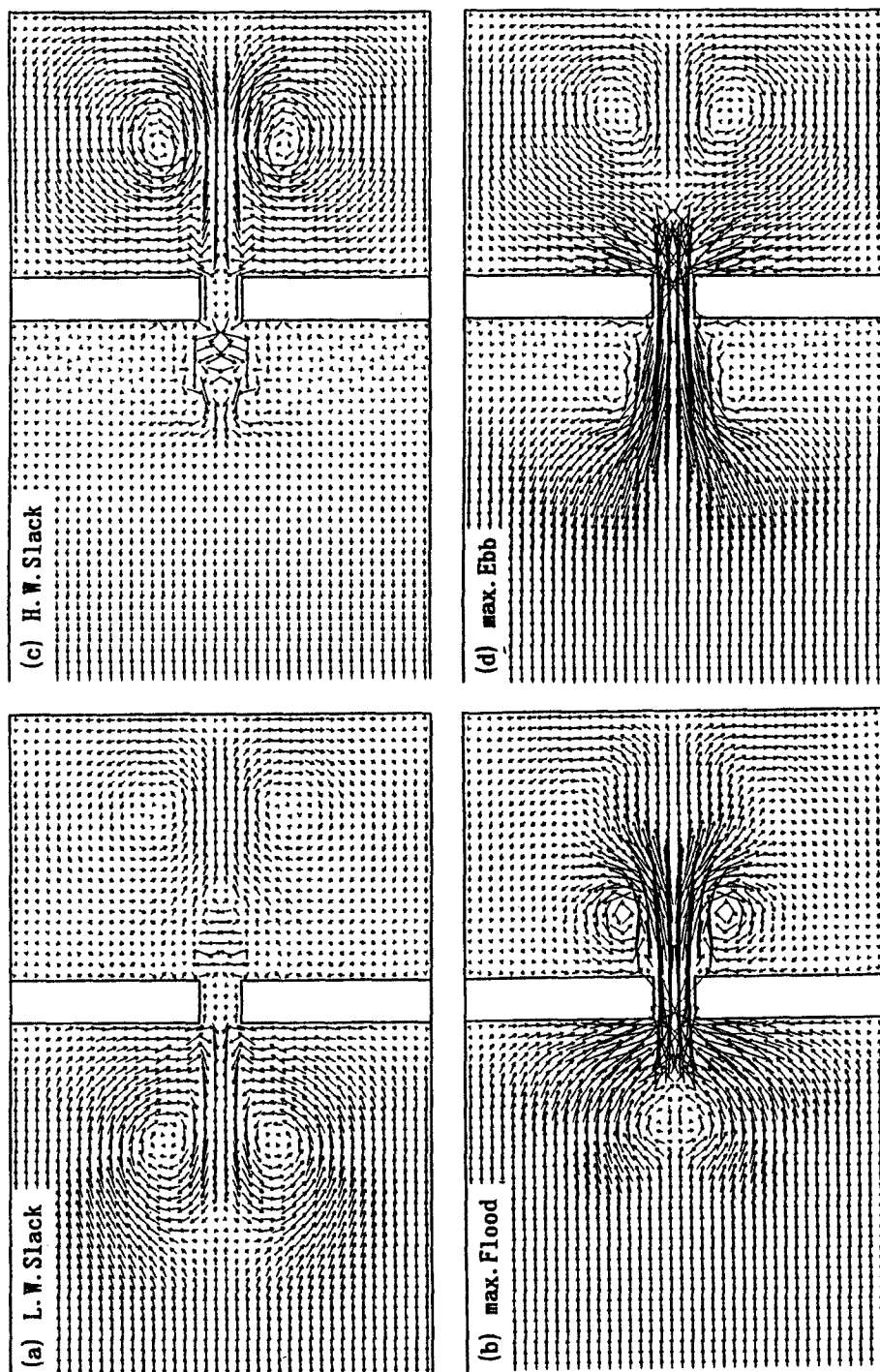


Fig. 6. Computed current fields in the course of one tidal cycle (Run F-3).

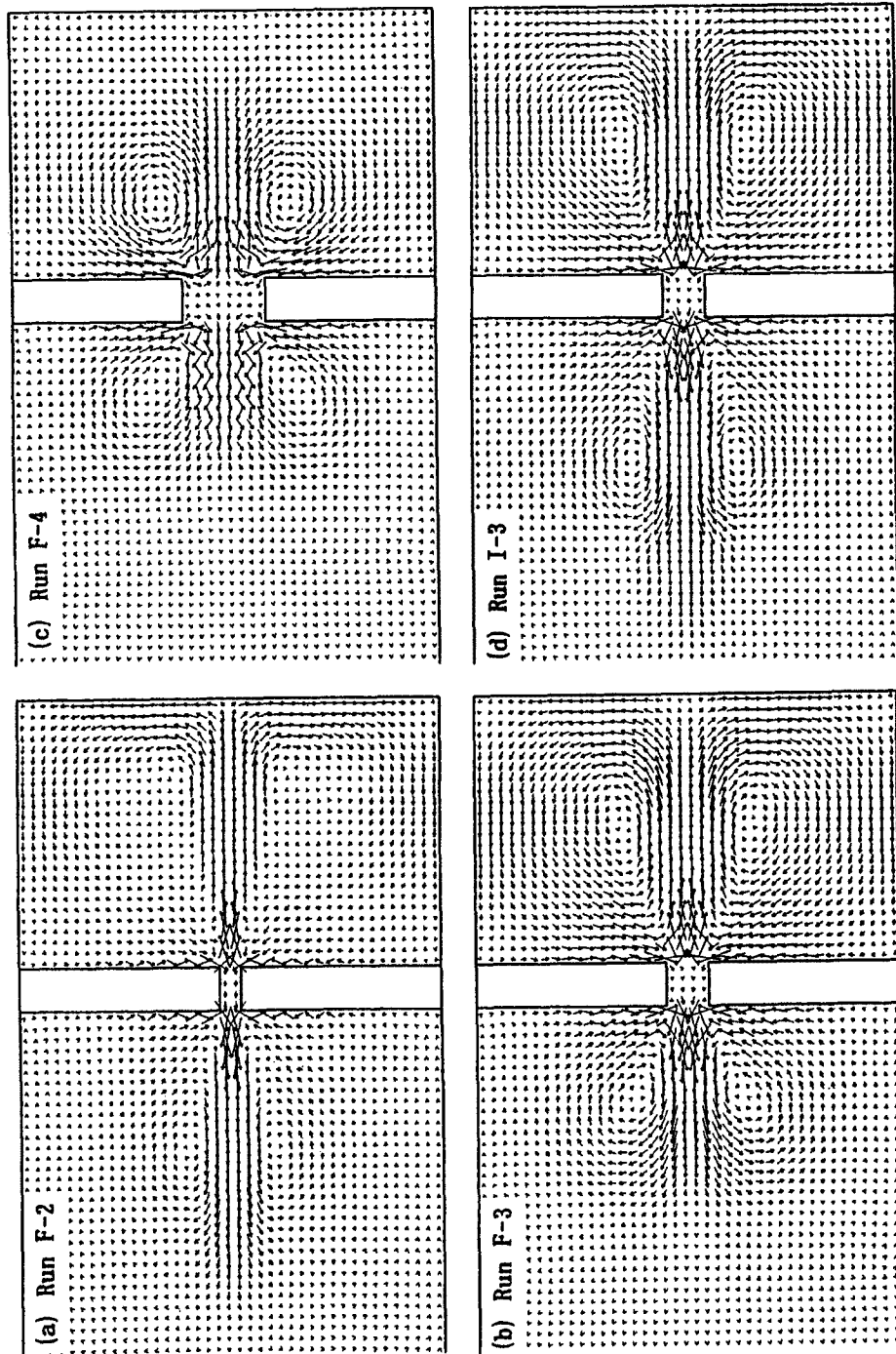


Fig. 7. Tide-induced residual currents.

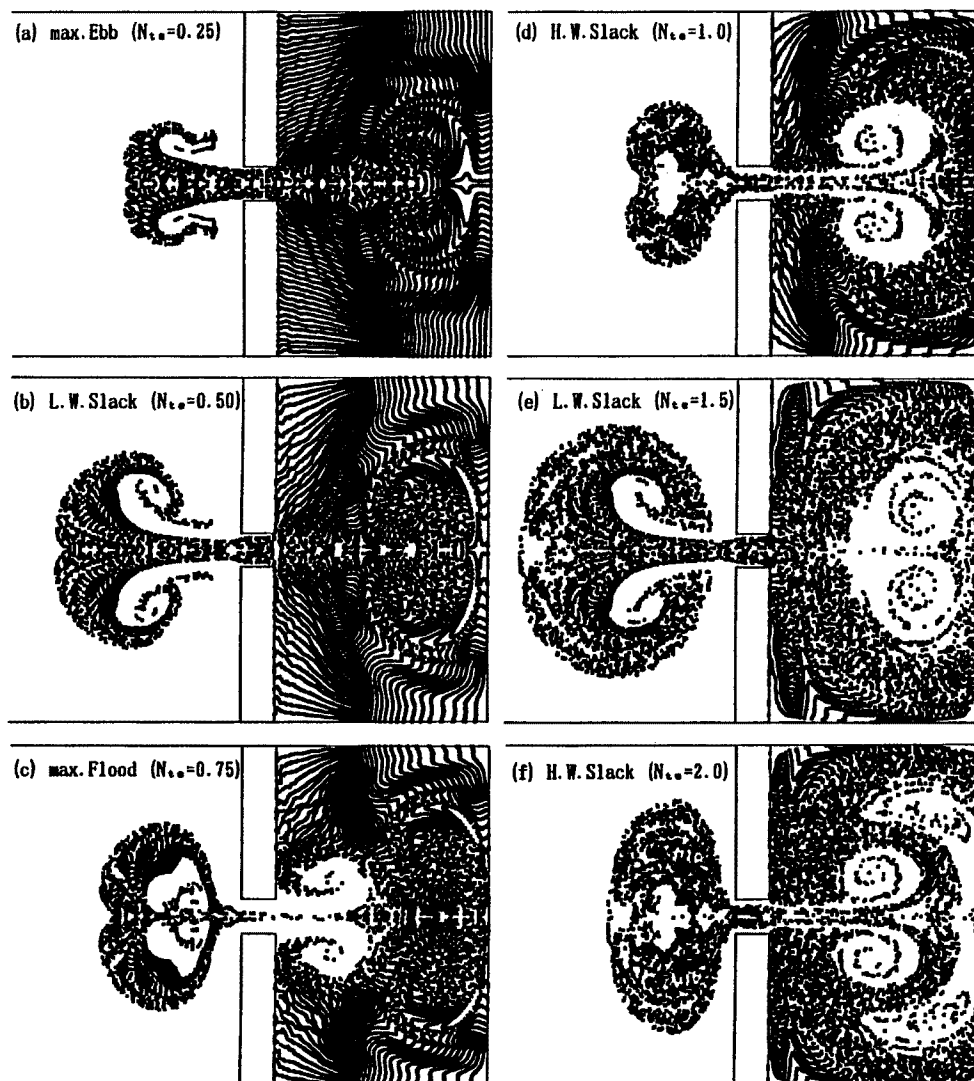


Fig. 8. Sequential diffusion of bay-originating particles (Run F-3).

ここに、 t_0 は湾内に粒子を配置する初期時間、 T は潮汐周期、 $N_{\max}(t_1)$ は粒子が外海側に最も多く存在する時間 t_1 におけるその最大個数、 $N_{\text{rem}}(t_0 + T)$ は 1 周期後に外海に残留している粒子個数である。したがって、 $R_b = 1$ であれば外海に出た粒子は全て外海に残留することを意味し、 $R_b = 0$ であれば外海に出た粒子は 1 周期後に全て湾内に戻ることの意味する。

湾内に粒子を配置する初期時間 t_0 を種々変化させて、それぞれの場合の交換係数を求め、Fig. 10 に示した。図の横軸が t_0 の潮時である。同図によると、どのような 1 周期間を対象とするかによって、式 (46) で評価される交換係数の値が異なることが分かる。これは粒子位置と潮流パターンとの対応が異なることに因るものである。どのような 1 周期間を対象として交換係数を評価するかは、解析に用いるモデルに依存するものであって、ここで定義した交換係数はタイダルプリズムモデルの概念に立脚しているため、湾内に粒子を配置する初期時間を満潮憩流時 (H.W.S.) にとるのが妥当と考えられる。

外海側の海底に勾配を与えた場合、水平の場合よりも交換係数が大きくなっているが、これは前述したように、勾配を与えた場合の方が外海側に長く張り出した環流が生成されることによるものである。他の計算

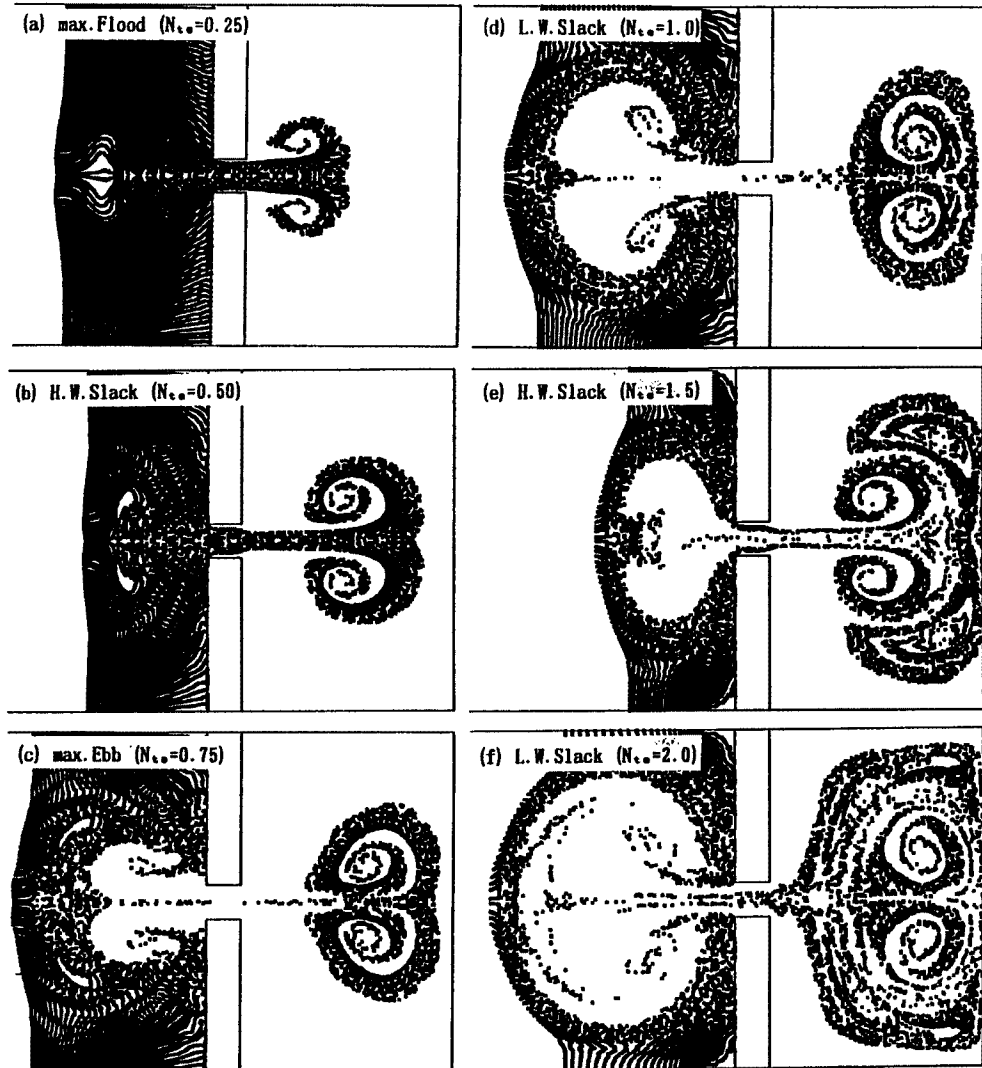


Fig. 9. Sequential diffusion of ocean-originating particles (Run F-3).

ケースに対する R_b の値は Table. 1 に併示されている。

4. 狭水路周辺の海底変動特性の検討

4.1 基礎式とその差分化

通常用いられている2次元の河床変動計算手法を適用して、狭水路周辺の海底変動を計算する。すなわち、ある時刻における海底形状のもとで計算された潮流速と潮位を用いて、その潮流場によって生じる流砂量分布から変動量を求め、新しい時刻での海底形状を計算するという手順をとる。流砂連続式の差分では、流砂量を座標軸方向に対して中央差分で行なう場合に最も解が安定することが分かったので、流砂量 Q_B および海底高 z_b は Fig. 11 に示すように配置し、次式を連続式とした。

$$\frac{\Delta z_b(i+1/2, j+1/2)}{\Delta t} = -\frac{1}{1-\lambda} \left(\frac{Q_{Bx2} - Q_{Bx1}}{\Delta x} + \frac{Q_{By2} - Q_{By1}}{\Delta y} \right) \dots\dots\dots (47)$$

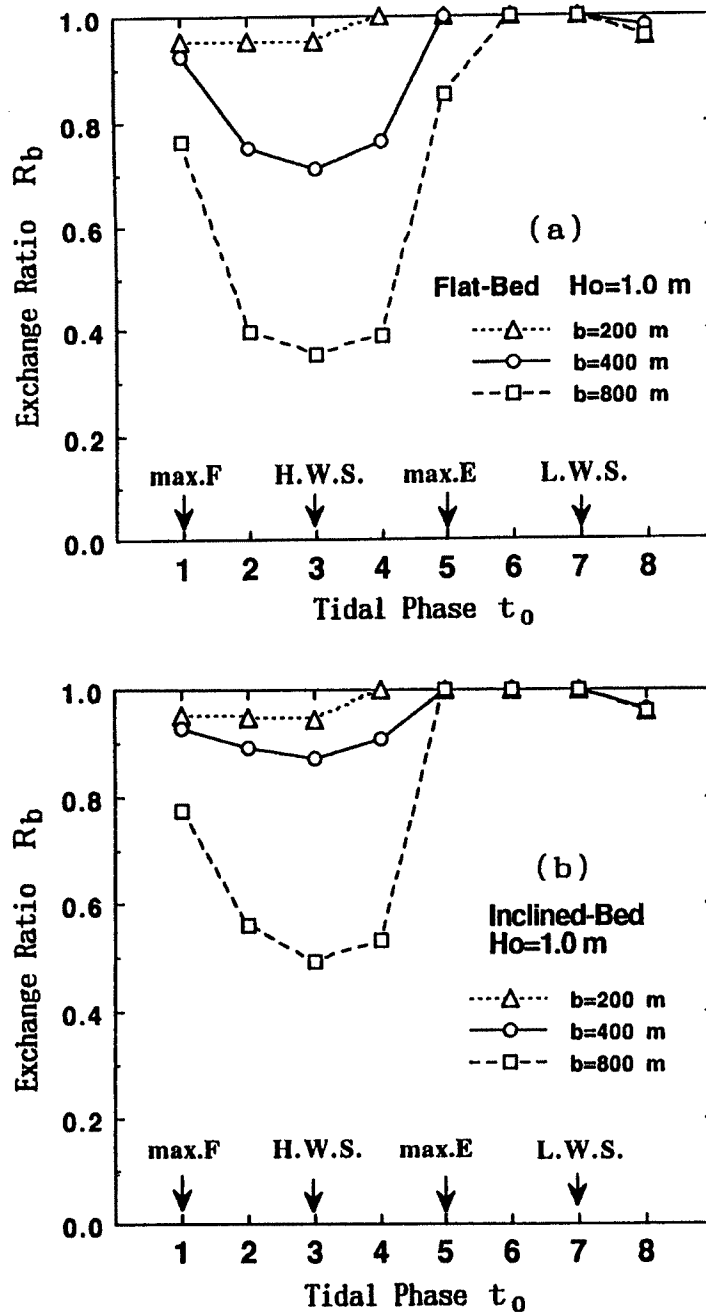


Fig. 10. Tidal exchange coefficient.

ここに、 λ は砂粒の空隙率である。 Q_{Bx1} および Q_{By1} は次のように求め、 Q_{Bx2} と Q_{By2} もそれと同様にして求める。

$$\begin{aligned} Q_{Bx1} &= (Q_{B(i,j)} + Q_{B(i,j+1)}) / 2.0 \\ Q_{By1} &= (Q_{B(i,j)} + Q_{B(i+1,j)}) / 2.0 \end{aligned} \quad (48)$$

流砂量式には Meyer-Peter-Muler 式を用いる。すなわち、

$$Q_{B(i,j)} = 8.0 \sqrt{sgd^3} (\tau_{*e} - \tau_{*c})^{3/2} \quad (49)$$

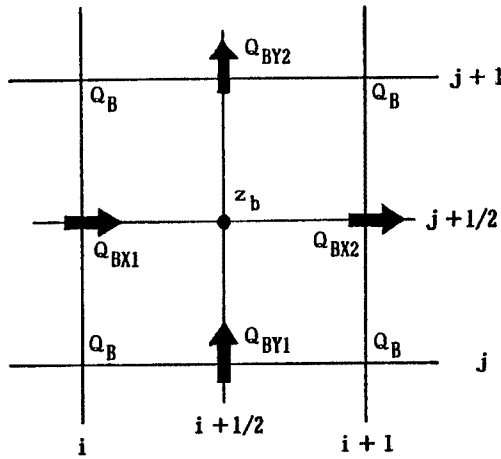


Fig. 11. Staggered grid arrangement of variables.

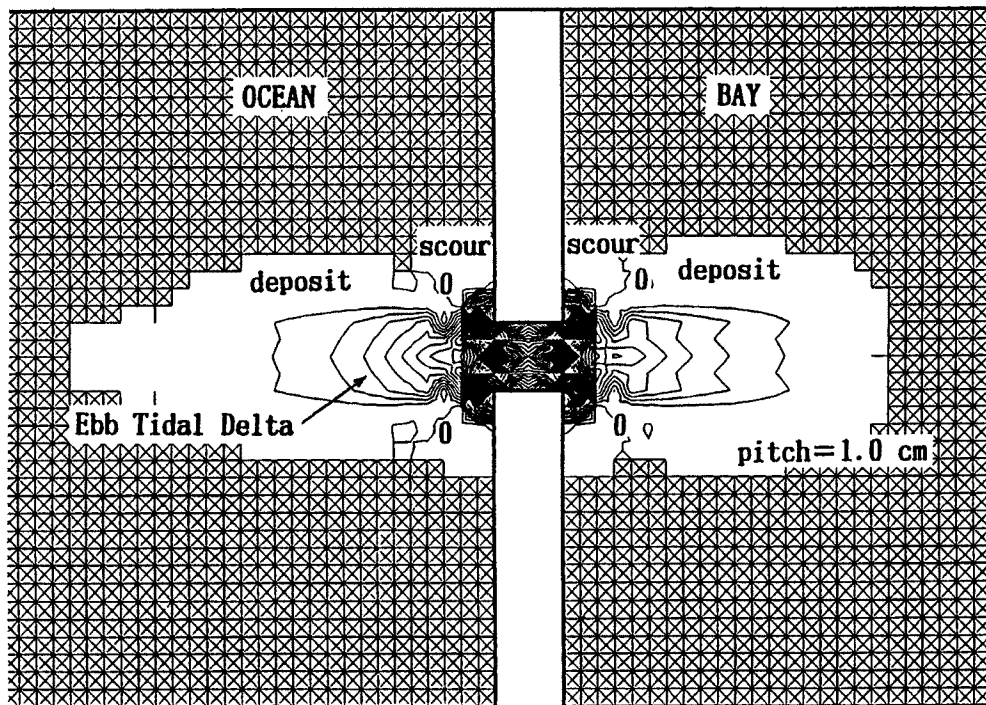


Fig. 12. Computed bed topography after 100 tidal cycles (Run I-3).

$$\tau_{*e} = \frac{u_{*e}^2}{sgd}, \quad u_{*e} = \left(\frac{n_b}{n} \right)^{3/4} \dots\dots\dots (50)$$

$$n_b = 0.0192 d^{1/6} \quad (d \text{ は cm 単位}) \dots\dots\dots (51)$$

4.2 数値計算結果

計算領域内の全ての地点で $z_b = 0$ を初期条件とし、100 周期後までの海底変動計算を実行した。一例を Fig. 12 に示している。平衡状態（もし存在すれば）には至っていないが、縮流に伴う水路部の洗掘および水路部両端外側におけるデルタの形成など、感潮狭水路周辺の海底地形の特徴¹⁾が計算されており、通常用

いられている 2 次元の河床変動計算手法が潮流場に対しても適用可能であることが分かる。

本研究で対象としたような感潮狭水路周辺の海底変動の時間スケールは少なくとも年のオーダーである。海底変動のプロセスを検討するには本計算手法が適用できるが、長いタイムスケールでの予測に対しては別の手法を開発する必要があるだろう。

5. 結 言

本研究は基本的なモデル海を対象とし、感潮狭水路に関連する主要な水理課題について解析的検討および数値モデルによる検討を加えたものである。前述したように、現場海域への適用性についての検証が未だ出来ておらず、今後は現地データを収集して本検討結果を検証する予定である。最後に、本研究の遂行に際し種々ご助言頂いた摂南大学工学部の澤井健二教授に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) U.S. Army Coastal Engineering Research Center: Shore Protection Manual, Vol. I, 1984.
- 2) 近藤 俊郎：感潮狭口水路の流速，内水域潮位および最大流速水深の一解析法，土木学会論文報告集，第206号，1972，pp. 49-57.
- 3) DiLorenzo, J.L.: The Overtide and Filtering Response of small Inlet/Bay Systems, Lecture Notes on Coastal and Estuarine Studies, Vol. 29, Springer-Verlag, 1988, pp. 24-53.
- 4) Sanford, L.P., Boicourt, W.C. and Rives, S.R.: Model for Estimating Tidal Flushing of Small Embayments, Proc. ASCE, Vol. 118, WW6, 1992, pp. 635-654.
- 5) Leendertse, J.J.: A Water-Quality Simulation Model for Well-Mixed Estuaries and Coastal Sea, Vol. 2, The Rand Corporation, 1971.
- 6) Stelling, G.S., Wiersma, A.K. and Willemse, J.B.T.M.: Practical Aspects of Accurate Tidal Computations, Proc. ASCE, Vol. 112, HY9, 1986, pp. 802-817.
- 7) 金子安雄・堀江毅・村上和男：ADI 法による潮流と汚染拡散の数値計算—大阪湾に適用した場合について—，港湾技術研究所報告，第14巻 1 号，1975.
- 8) Fischer, H.B., List, E.J., Koh, R.C.Y., Imberger, J. and Brooks, N.H.: Mixing in Inland and Coastal Water, Academic Press, 1979.
- 9) 今本博健・大年邦雄・鈴木隆：大阪湾の潮流と海水交換に関する研究，京都大学防災研究所年報，第 35 号 B-2, 1992, pp. 331-348.
- 10) Ramsden, D. and Holloway, G.: Timestepping Lagrangian Particles in Two Dimensional Eulerian Flow Fields, Journal of Computational Physics, Vol. 95, 1991, pp. 101-116.