

独立行政法人港湾空港技術研究所

港湾空港技術研究所 報告

REPORT OF
THE PORT AND AIRPORT RESEARCH
INSTITUTE

Vol.49 No.1 March 2010

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN

INDEPENDENT ADMINISTRATIVE INSTITUTION,
PORT AND AIRPORT RESEARCH INSTITUTE

港湾空港技術研究所報告 (REPORT OF PARI)

第 49 卷 第 1 号 (Vol. 49, No. 1), 2010年3月 (March 2010)

目 次 (CONTENTS)

密度流・湧昇流の計算を目的とした三次元沿岸域流動モデルの開発について	田中陽二・鈴木高二朗..... 3
(Development of Non-Hydrostatic Numerical Model for Stratified Flow and Upwelling in Estuary and Coastal Areas)	Yoji TANAKA, Kojiro SUZUKI
連続観測によって観測された東京湾口と湾奥の流況・水質の特性について	鈴木高二朗..... 27
(Characteristics of the Water Quality and Current at the Mouth and Head of Tokyo Bay obtained by Continuous Monitoring)	Kojiro SUZUKI

密度流・湧昇流の計算を目的とした 三次元沿岸域流動モデルの開発について

田中 陽二*・鈴木 高二朗**

要 旨

沿岸の海域は陸域からの栄養塩が河川から流入し、プランクトンによる一時生産が活発に行われ、魚類も豊富に存在し、生態系にとって非常に重要な海域である。一方で、沿岸に近い陸域では都市化が進行している地域が多く、栄養塩負荷の増大によって赤潮や青潮などの発生が問題となっている。このような複雑である沿岸域の水環境を解析し、現状理解や対策の立案を行うツールとして、数値シミュレーションモデルは非常に有効である。従来の数値モデルは計算コストの関係から、静水圧近似を仮定したモデルが一般的であった。しかしながら、湧昇流や河川水の流入などは、静水圧近似では再現が困難であることが指摘されている。

そこで、本研究では沿岸域に適した高速な計算ができる非静水圧近似の三次元流動モデルを新たに開発することを目的とした。加えて、開発されたモデルを用いて、モデルの精度と適用性を確認するため、種々のテスト計算と、伊勢湾での数値シミュレーションを行った。

テスト計算として、吹送流問題、スロッシング問題、窪地への外洋水の流入問題を取扱い、モデルの精度を定量的または定性的に確認した。

伊勢湾の年間を通じたシミュレーションを行った結果、潮汐成分は良く観測値と適合していた。年間を通じて塩分・水温の計算結果も観測値と良く一致しており、水温の季節変化や、表層塩分の河川との対応が適切に再現されていることを確認した。

本研究で、沿岸域の流動・水質計算用に開発された新しいモデルは、沿岸域の水環境を解析・予測するツールとして有用であることが示された。

キーワード：数値計算，非静水圧近似，沿岸域，伊勢湾

* 海洋・水工部 海象情報研究領域 海洋環境情報研究チーム 研究官

** 海洋・水工部 海象情報研究領域 海洋環境情報研究チームリーダー

〒239-0826 神奈川県横須賀市長瀬3-1-1 独立行政法人 港湾空港技術研究所
電話：046-844-5049 Fax：046-844-1274 E-mail:tanaka-yo@pari.go.jp

Development of Non-Hydrostatic Numerical Model for Stratified Flow and Upwelling in Estuary and Coastal Areas

Yoji TANAKA*
Kojiro SUZUKI**

Synopsis

Estuary area is one of the most important areas for marine ecosystems. The contamination of water becomes a serious problem in some estuary areas. Numerical simulation is useful to describe flow field of an estuary area. But the hydrostatic numerical model formerly employed is difficult to represent upwelling currents, buoyancy effects and so on.

The purpose of this study is to develop a non-hydrostatic numerical model for estuary and coastal areas. The developed model is validated by fundamental experiments. Additionally it is applied to calculate the how motion in Ise Bay from 2004 to 2008. The validity of the model is confirmed by the agreement of simulated salinity and temperature with the observation data in Ise Bay.

In this study, the applicability of the new non-hydrostatic model for flow and water quality calculation is demonstrated. It becomes a useful tool to analyze and forecast of the phenomena in estuary and coastal areas.

Key Words: numerical model, non-hydrostatic model, Estuary, Ise Bay

* Researcher of Marine Environmental Information Group, Marine Environment and Engineering Department

** Head of Marine Environmental Information Group, Marine Environment and Engineering Department
3-1-1, Nagase, Yokosuka, Kanagawa 239-0826, Japan Port and Airport Research Institute
Phone : +81-46-844-5049 Fax : +81-46-844-1274 E-mail : tanaka-yo@pari.go.jp

目 次

要 旨	3
1. はじめに	7
1.1 研究の背景と目的	7
1.2 既往の数値モデル	7
2. 数値モデルの概要	8
2.1 基礎方程式	8
2.2 境界条件	10
2.3 熱収支モデル	10
2.4 乱流モデル	11
2.5 時間発展方法	12
2.6 空間差分と自由表面の計算方法	15
3. テストケースによるモデルの検証	15
3.1 吹送流問題	15
3.2 スロッシング問題	16
3.3 窪地への外洋水流入問題	17
4. 伊勢湾への適用例	18
4.1 計算データの作成	18
4.2 計算結果と考察	19
5. おわりに	23
謝辞	23
参考文献	23

1. はじめに

1.1 研究の背景と目的

沿岸の海域は陸域からの栄養塩が河川から流入し、プランクトンによる一時生産が活発に行われ、魚類も豊富に存在し、生態系にとって非常に重要な海域である(Nixon, 1988). 一方で、沿岸に近い陸域では都市化が進んでいる地域が多く、栄養塩負荷の増大によって赤潮や青潮などの発生が問題となっている. このような複雑である沿岸域の水環境を解析し、現状理解や対策の立案を行うツールとして、数値シミュレーションモデルは非常に有効である.

沿岸海域における従来の数値モデルは計算コストの関係から、静水圧近似を仮定したモデルが一般的であった(佐々木ら, 1996; 村上ら, 2007). しかしながら、湧昇流や河川水の流入、密度流などは、静水圧近似では再現が困難であることが指摘されている(木下, 2000; Heggelund et al., 2004). 近年では、沿岸海域のシミュレーションに非静水圧モデルを用いた事例も報告され始めており、その有用性が指摘されている(岡田ら, 2000; 殿城・佐藤, 2001; 富田・柿沼, 2005; 中山・岡田, 2006; 大見ら, 2008).

以上の背景を踏まえて、本研究では非静水圧近似を用いて、沿岸域に適した新しい三次元流動モデルを開発することを目的とした. さらに、開発されたモデルを用いて、モデルの特徴と適用性を確認するため、以下のシミュレーションを行う. (1) 非静水圧モデルと静水圧モデルによる流動の違いを、種々のモデルケースによって明らかにする. (2) 伊勢湾の年間を通じた計算を行い、計算結果を観測値と比較することによって現地適用性を確認する. なお、開発されたモデルは「LT」と呼ぶことにした.

1.2 既往の数値モデル

現在、沿岸海洋域で使用されているモデルは、個人が使用している例も含めた場合、非常に多数のモデルが存在する. ここでは、国内および海外で有名なモデルであり、入手可能なモデルとして、POM, GETM, Delft3D, MEC, MITgcmを挙げる. モデルの計算方法の比較を表-1.1に示す.

(1) POM

POMはPrinceton Ocean Modelの略であり、1980年台

にBlumbergとMellorによって作成された(Blumberg and Mellor, 1987)*¹. 中心となって開発しているチームは名前の通り、Princeton大学である. モデルのソースコードをオープンにしていることと、古くから開発されているため、研究関係者や企業に広く使われている. 鉛直座標系に σ 座標系を用いたことが当時としては新しい試みであった.

鉛直方向の渦動粘性係数・渦動拡散係数にMellor-Yamadaレベル2.5を、水平方向には1方程式SGSモデルを使用している(Mellor and Yamada, 1982). 時間進行方法として、mode split法を採用しており、水位と水平方向の流速フラックスを2次元で計算する外部モード(external mode)と、鉛直カラム内の流動を計算する内部モード(internal mode)に分離することによって、計算時間を短縮している(Mellor, 2003). 冠水干出スキームもOey(2005)によって組み込まれている.

(2) GETM

GETMはGeneral Estuarine Transport Modelの略であり、乱流モデルにGOTM(General Ocean Turbulence Model)を使用して1998年に作られた(Burchard et al., 2009). Mathieu et al. (2002)がGETMを用いた最初の論文である. GETMもPOMと同じく、ソースコードをオープンにしている*². 流動モデルは静水圧近似のみである. 鉛直方向の座標系は σ 座標系に加えて、メッシュの解像度を表層や底層で細かくする γ 座標系も使用できる(Burchard and Beckers, 2004). 時間進行方法としては、mode split法を用いており、外部モードは水位と水平方向の流速フラックスを同時に解くBackhaus(1985)のsemi-implicit法を採用している. モデルでは冠水干出スキームも取り入れられている.

(3) Delft3D

Delft3Dはデルフト水理研究所(Delft Hydraulics)が商用ソフトとして開発した流動モデルである. 商用であるためソースコード・プログラムはともに非公開である. 優れたユーザーインターフェイスになっており、ユーザーマニュアルなどの説明書も充実している(例えばDelft Hydraulics, 2007). 基本となる流動モデルはDelft3D-FLOWというモジュールであり、様々なモジュールを追加購入することで機能向上するシステムとなって

*¹ The princeton ocean model, <http://www.aos.princeton.edu/WWWPUBLIC/htdocs.pom/index.html>.

*² General estuarine transport model, <http://getm.eu/index.php>.

いる。例えば、水質・生態系モジュールや底質輸送モジュール、乱流モジュール、油輸送モジュール、波浪モジュールなどがある。

流動モデルは静水圧・非静水圧モデルがある。鉛直方向の座標系は σ 座標系が基本であるが、レベル座標系も用意されている。水平方向の座標系は直交座標系の他に、一般座標系も使用できる。時間進行方法はADI法が用いられている。乱流モデルは $k-\varepsilon$ モデルや0方程式モデルなど多数のモジュールが用意されている。

Delft3Dを用いた国内の例として、田中・稲垣(2000)はDelft3D・鹿島モデルを用いて東京湾の流動・生態系のシミュレーションを行っている。

(4) MEC

MECモデルはMarine Environmental Committee Modelの略であり、MEC Ocean Modelとも呼ばれる*1。経塚ら(九州大学)が中心となって作成された国産モデルである(経塚, 2005)。第1回ワークショップが2000年に行われ、以後、第6回までワークショップが開かれている。

開発当初は湧昇流発生装置やメガフロートの流動などを解析することを目的の一つとしていたので、大領域を静水圧近似、ネスティングされた小領域を非静水圧近似で計算できるようになっている。鉛直方向の座標系はレベル座標系であり、時間進行方法はleapfrog法を用いている。MECはNesting MeshバージョンやVariable Meshバージョンなど、いくつかのバージョンに分かれている。冠水干出計算ができるバージョンもある(Yu and Kyojuka, 2004)。

(5) MITgcm

MITgcmはMIT General Circulation Modelの略であり、

マサチューセッツ工科大学(MIT)で開発された気象海洋結合モデルである(Adcroft et al., 2008)。地球全体の領域レベルまで計算できることが大きな特徴である。海洋モデルは静水圧近似、非静水圧近似の両方が使用できる。鉛直方向の座標系はレベル座標系であるが、球面座標系も使用できる。時間進行方法は圧力を動圧部分と静水圧部分に分け、水位と水平方向流速フラックスを連立して解く、独自のsemi-implicit法を用いている(Marshall et al., 1997)。並列計算にも対応している。

2. 数値モデルの概要

2.1 基礎方程式

(1) 連続式

本研究で用いている非静水圧モデルの連続式を(1)式に示す。なお、流体は非圧縮性流体を仮定している。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

ここで、 u_i は x_i 方向の流速[m s⁻¹]である。

(2) 運動方程式

流体の運動方程式を(2)式に示す。なお、運動方程式はf平面近似を仮定している($x_3 = z$ 方向は鉛直上向きを正とする)。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -\frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} - \varepsilon_{ijk} f_j u_k - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + g_i + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ v_e \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\} \quad (2)$$

ここで、 P は圧力[Pa]、 ρ は密度[kg m⁻³]、 $\mathbf{g} = (0, 0, -g)$ は重力加速度[m s⁻²]、 $\mathbf{f} = (0, 0, f_0)$ であり、 f_0 はコリオリパラメータ[s⁻¹]、 v_e は実効渦動粘性係数[m² s⁻¹]である。

表-1.1 主な沿岸海洋モデルの比較

モデル	流動モデル ¹⁾	鉛直方向の座標系 ²⁾	時間進行方法 ³⁾	冠水干出 ⁴⁾
本研究(LT)	NH	L	SI	×
POM	H	S	MS	○
GETM	H	S, G	MS	○
Delft3D	NH, H	S, L	ADI	○
MEC	NH, H	L	LF	○
MITgcm	NH, H	L	SI	×

1) 流動モデルの運動方程式, NH=非静水圧近似, H=静水圧近似. 2) 鉛直方向の座標系, L=レベル座標系(多層モデル), S= σ 座標系, G= γ 座標系. 3) 時間進行方法, LF=leapfrog法, MS=mode split法, SI=semi-implicit法, ADI=ADI法. 4) 冠水干出スキームの有無.

*1 MEC ocean model, <http://mee.k.u-tokyo.ac.jp/model/>.

コリオリパラメータは次式で計算される。

$$f_0 = 2\Omega \sin(\varphi_0) \quad (3)$$

ここで、 Ω は惑星（地球）角速度[rad s⁻¹]、 φ_0 は代表緯度[rad]である。 Ω は次式で求められる。

$$\Omega = \frac{2\pi}{t_{day}} \approx 7.29115858 \times 10^{-5} \text{ [rad s}^{-1}\text{]} \quad (4)$$

ここで、 t_{day} は平均恒星日（地球が1回転する時間）であり、86164.0905秒である（国立天文台、2000, p. 87）。

次に、理由は2.5節で後述するが、運動方程式の圧力勾配項から静水圧と動圧を分離することを考える。静水圧 p_h の鉛直方向微分は次式で表わされる。

$$\frac{\partial p_h}{\partial z} = -(\rho_0 + \rho')g \quad (5)$$

$$\rho'(x, y, z, t) = \rho(x, y, z, t) - \rho_0 \quad (6)$$

ここで、 ρ_0 は標準密度[kg m⁻³]、 ρ' は密度偏差[kg m⁻³]である。

(5)式から高さ z の位置における静水圧を求めるために、両辺を z から水面 η まで積分する。

$$\int_z^\eta \frac{\partial p_h}{\partial z} dz = - \int_z^\eta (\rho_0 + \rho')g dz \quad (7)$$

$$\therefore p_h(z) = p_a + \rho_0 g(\eta - z) + \int_z^\eta \rho' g dz \quad (8)$$

ここで、 p_a は水面気圧[Pa]である。

次に、ブシネスク近似（流体の密度変化は十分小さく（ $\rho' \ll \rho_0$ ）、圧力は他の変数と独立に変化するとした近似）を考える。圧力 P を静水圧 p_h と動圧 p_d に分離すると、圧力勾配項と重力加速度項は次式のように展開、近似される。

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + g_i &= -\frac{1}{\rho_0 + \rho'} \frac{\partial}{\partial x_i} (p_h + p_d) + g_i \\ &= -\left\{ \frac{1}{\rho_0} - \frac{\rho'}{\rho_0^2} + \frac{\rho' \rho'}{\rho_0(\rho_0 + \rho')} \right\} \frac{\partial}{\partial x_i} (p_h + p_d) + g_i \\ &= -\left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{\rho'}{\rho_0^2} \right) \frac{\partial p_h}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_d}{\partial x_i} + \underbrace{\frac{\rho' \rho'}{\rho_0^2} \frac{\partial p_d}{\partial x_i}}_{\text{無視}} + g_i \\ &= -\left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{\rho'}{\rho_0^2} \right) \frac{\partial p_h}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_d}{\partial x_i} + g_i \end{aligned} \quad (9)$$

(9)式に(8)式を代入すると、 x, y 方向では次式のようになる。

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \underbrace{\frac{\rho' g}{\rho_0} \frac{\partial \eta}{\partial x_i}}_{\text{無視}} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \underbrace{\frac{\rho' \rho'}{\rho_0^2} \frac{\partial p'}{\partial x_i}}_{\text{無視}} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_d}{\partial x_i}$$

$$= -g \frac{\partial \eta}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_d}{\partial x_i} \quad (i = 1, 2) \quad (10)$$

ここで、 p' は次式で定義される。

$$p' = p_a + \int_z^\eta \rho' g dz \quad (11)$$

z 方向では、

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - g &= -\left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{\rho'}{\rho_0^2} \right) (-\rho_0 g) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_d}{\partial z} - g \\ &= -\frac{\rho'}{\rho_0} g - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_d}{\partial z} \end{aligned} \quad (12)$$

となる。

以上をまとめると、本研究で用いる運動方程式が導かれる（動圧 p_d は改めて p と表記する）。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{\partial uu}{\partial x} - \frac{\partial vu}{\partial y} - \frac{\partial wu}{\partial z} + f_0 v - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} - g \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ &\quad - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(2v_h \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ v_h \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right\} \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ v_v \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \right\} \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{\partial uv}{\partial x} - \frac{\partial vv}{\partial y} - \frac{\partial wv}{\partial z} - f_0 u - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} - g \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ &\quad - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ v_h \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left(2v_h \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ v_v \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right\} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} &= -\frac{\partial uw}{\partial x} - \frac{\partial vw}{\partial y} - \frac{\partial ww}{\partial z} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\rho'}{\rho_0} g \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ v_h \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ v_h \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right\} \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial z} \left(2v_v \frac{\partial w}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (15)$$

ここで、 v_h, v_v はそれぞれ水平方向・鉛直方向の渦動粘性係数である。

(3) スカラー量の輸送方程式

スカラー量（水温・塩分など）の輸送方程式を次式に示す。

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\frac{\partial uC}{\partial x} - \frac{\partial vC}{\partial y} - \frac{\partial wC}{\partial z} - \frac{\partial J_x^C}{\partial x} - \frac{\partial J_y^C}{\partial y} - \frac{\partial J_z^C}{\partial z} + q_C \quad (16)$$

ここで、 C は水温・塩分などの水質スカラー量[unit m⁻³]、 J_x^C, J_y^C, J_z^C は C の x, y, z 方向のフラックス[unit m⁻² s⁻¹]、 q_C は水質 C の生成項[unit m⁻³ s⁻¹]である。

水中でのフラックス J_x^C, J_y^C, J_z^C はFickの拡散法則より、次式で表わされる。

$$J_x^c = -D_h^c \frac{\partial C}{\partial x}, \quad J_y^c = -D_h^c \frac{\partial C}{\partial y}, \quad J_z^c = -D_v^c \frac{\partial C}{\partial z} \quad (17)$$

ここで、 D_h^c は水質 C の水平方向渦動拡散係数[m² s⁻¹], D_v^c は鉛直方向の渦動拡散係数[m² s⁻¹]である。

(4) 自由表面の式

水面位置を η [m], 底面位置を h [m]とする。 η , h はともに、 xy 平面の1価関数である(砕波を考慮しない)と仮定すれば、連続式(1)および、自由表面と底面の運動学的条件式より、自由表面の式は次式で表わされる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\int_h^\eta u dz \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\int_h^\eta v dz \right) \quad (18)$$

(5) 状態方程式

密度は塩分と水温の関数とし、Knudsen 式(玉井, 1980, p. 5) の状態方程式を使えるようにしている。Knudsen 式は塩素量 Cl [‰]の関数として、(19)~(23)式で表わされる。

$$\frac{\sigma_t}{10^3} = \Sigma_t + (\sigma_0 + 0.1324)\{1 - A_t + B_t(\sigma_0 - 0.1324)\} \quad \dots\dots(19)$$

$$\sigma_0 = -0.069 + 1.4708Cl - 1.570 \times 10^{-3}Cl^2 + 3.98 \times 10^{-5}Cl^3 \quad (20)$$

$$\Sigma_t = -\frac{(T - 3.98)^2 T + 283}{503.570 T + 67.26} \quad (21)$$

$$A_t = T(4.7867 - 0.098185T + 0.0010843T^2) \times 10^{-3} \quad \dots\dots(22)$$

$$B_t = T(18.030 - 0.8164T + 0.01667T^2) \times 10^{-6} \quad (23)$$

ここで、 T は現場水温[°C]である。

密度 ρ [kg m⁻³]と、現場密度 σ_t [-], 塩分 S [-], 塩素量 Cl [‰]の関係は以下の通りである。

$$\rho = \sigma_t + 1000 \quad (24)$$

$$S = 0.030 + 1.8050Cl \quad (25)$$

2.2 境界条件

(1) 海岸線上の条件

海岸線上の条件は以下のものを用いる。

- ・ 水位：勾配ゼロ条件。
- ・ 流速：スリップ, ノースリップ, 流速固定で選択。
- ・ 水温・塩分：勾配ゼロ。

(2) 外洋との境界条件

外洋との境界条件については以下の条件を考慮することができる。

- ・ 水位：水位固定, 天文潮, 入力値, および透過

境界の4種類から選択。

- ・ 流速：速度勾配ゼロ。
- ・ 水温・塩分：流入時は外洋境界値で流出時は勾配ゼロ, あるいは流入出勾配ゼロ条件。

(3) 水面の境界条件

水面の摩擦応力 $\tau_{surface}$ は次のバルク式を用いる。

$$\tau_{surface} = \rho_a C_D \mathbf{W} \|\mathbf{W}\| \quad (26)$$

$$\|\mathbf{W}\| = \sqrt{W_x^2 + W_y^2} \quad (27)$$

ここで、 \mathbf{W} は風速ベクトル(水面上10m) [m s⁻¹], W_x, W_y は風速ベクトルの x, y 方向成分[m s⁻¹], ρ_a は水面上の空気密度[kg m⁻³], C_D は海面摩擦係数[-]である。

海面摩擦係数は入力値, もしくは風速の関数とする以下のモデル式(本多・光易, 1980)の選択も可能としている。

$$C_D = A(1 + B\|\mathbf{W}\|) \quad (28)$$

$$\begin{cases} A = 1.28 \times 10^{-3}, B = 0.189 (\|\mathbf{W}\| < 8\text{m/s}) \\ A = 5.81 \times 10^{-3}, B = 1.078 (\|\mathbf{W}\| \geq 8\text{m/s}) \end{cases} \quad (29)$$

水面における熱輸送は2.3節で述べる。塩分の水面における境界条件は、勾配ゼロ条件としている。

(4) 底面の境界条件

底面の摩擦応力はバルク計算式, あるいはノースリップを選択することができる。

$$\tau_{bottom} = \rho C_B \mathbf{u}_b \|\mathbf{u}_b\| \quad (30)$$

ここで、 \mathbf{u}_b ：底面上の摩擦速度[m s⁻¹], C_B ：海底面摩擦係数[-]である。

なお、底面における水温・塩分の境界条件は勾配ゼロ条件とする。

2.3 熱収支モデル

(1) 水面における熱収支

水面での熱収支要素は短波放射量 Q_s [W m⁻²], 長波放射量 Q_l [W m⁻²], 潜熱輸送量 Q_e [W m⁻²], 顕熱輸送量 Q_c [W m⁻²]がある。このうち、短波放射以外に関しては表層のごく薄い部分(10 μ m)でほとんど吸収されるため、無限小の厚さで吸収されると考えてよい(近藤, 1994, p. 163)。短波放射は水中に比較的深く透過していくので表層以外でも熱量が発生する。

短波放射と長波放射は上空から水面に向かう方向(下向き)を正とし、潜熱と顕熱は水面から上空に向かう方向(上向き)を正とすると、水面における熱収支式は次式で表わされる。

$$Q_n = Q_s + Q_l - Q_e - Q_c \quad (31)$$

ここで、 Q_n は水面における正味の加熱量 $[W m^{-2}]$ である。したがって、水面における熱フラックス $(J_z^T)_{z=\eta} [K m^{-2} s^{-1}]$ は次式で表わされる。

$$(J_z^T)_{z=\eta} = \frac{Q_n}{\rho c_p} \quad (32)$$

ここで、 c_p は比熱 $[J kg^{-1} K^{-1}]$ である。

(2) 短波放射量

水表面の正味の短波放射量 Q_s は、水面に到達する日射量 $I_d [W m^{-2}]$ から、水面反射を差し引いた量となる。

$$Q_s = (1 - \alpha_s) I_d \quad (33)$$

ここで、 α_s は水面のアルベード $[-]$ である。

実用的に α_s は日変化は考えず、中・低緯度では0.06~0.08の値でよい(近藤, 1994, p. 162)。日射量は近隣の気象台などの観測値を用いることができる。あるいは、アメダスの日照時間データから島崎ら(1996)や二宮ら(1997)の方法を使って推定することも可能である。

水中に透過する光強度は Lambert-Beer の法則より、
$$Q_s(z_b) = Q_s(z_t) \cdot \exp\{-k_{ext}(z_t - z_b)\} \quad (34)$$
ここで、 $Q_s(z)$ は z の高さにおける短波放射量、 k_{ext} は消散係数 $[m^{-1}]$ 、 z_t, z_b は鉛直上向きを正とする高さ $[m]$ である。したがって、 $Q_s(z_t) - Q_s(z_b)$ が $z_t \sim z_b$ 間で吸収された短波放射量である。

(3) 長波放射量

長波放射量は、水面から上空に放射される量 $L_u [W m^{-2}]$ と、雲などによって反射されて再び水面に放射する量 $L_d [W m^{-2}]$ がある。 L_u は長波逆放射量、 L_d は大気放射量と呼ばれる。水面における正味の長波放射は、 L_u と L_d の差に射出率 ε (≈ 0.96) をかけた量となる。

$$Q_u = \varepsilon(L_u - L_d) \quad (35)$$

長波逆放射量は Stefan-Boltzmann の法則により、次式で表わされる。

$$L_u = \sigma(T_w + 273.15)^4 \quad (36)$$

ここで、 T_w は表層水温 $[^\circ C]$ 、 σ は Stefan-Boltzmann 係数で、 $5.67 \times 10^{-8} [W m^{-2} K^{-4}]$ である。

大気放射量は観測値があればそれを用いるが、実際には観測していない場合も多い。その場合は二宮ら(1996)の方法により、近隣にあるアメダスの観測データから推測する。

(4) 潜熱輸送量

水面では蒸発熱の潜熱輸送量が発生するので、バルク式で表わすと次のようになる。

$$Q_e = LE = \rho_a L C_E (q_w - q_a) \|W\| \quad (37)$$

ここで、 L は単位蒸発量に伴う潜熱量であり、 $2.453 \times 10^6 [J kg^{-1}]$ 。 E は蒸発速度 $[kg m^{-2} s^{-1}]$ 。 ρ_a は空気密度 $[kg m^{-3}]$ 。 C_E は水蒸気輸送係数 $[-]$ であり、後述する(40)式で求める。 q_w, q_a はそれぞれ表層水と大気の比湿 $[kg kg^{-1}]$ である。比湿 q は水蒸気圧 $e [hPa]$ と大気圧 $p_a [hPa]$ より、次式で定義される。

$$q = \frac{0.622(e/p_a)}{1 - 0.378(e/p_a)} \quad (38)$$

水蒸気圧と大気圧は気象台などで観測されている。

(5) 顕熱輸送量

顕熱輸送量は相転移を生じない熱輸送量である。潜熱と同じようにバルク形式で次式のように表わされる。

$$Q_c = \rho_a c_{ap} C_C (T_w - T_a) \|W\| \quad (39)$$

ここで、 c_{ap} は空気の定圧比熱で $1005 [J kg^{-1} K]$ 、 C_C は顕熱輸送係数 $[-]$ 、 T_a は海上の気温 $[^\circ C]$ である。

バルク輸送係数である C_E, C_C は、風速の関数として次式で計算する(近藤, 1994, p. 170)。

$$C_E = C_C = \begin{cases} 1.15 \times 10^{-3}, & (1m/s \leq \|W\| < 5m/s) \\ 1.25 \times 10^{-3}, & (5m/s \leq \|W\|) \end{cases} \quad \dots\dots(40)$$

2.4 乱流モデル

沿岸域では水温や塩分等、水質の空間変化は一般的に水平方向よりも鉛直方向の変化が大きい。例えば、塩分の鉛直プロファイルは数mで10~20程度変化することも珍しくない。このような沿岸域の水質特徴を考慮して、乱流モデルは水平方向と鉛直方向で別々のモデルを使うこととした。

(1) 水平方向の乱流モデル

水平方向の乱流モデルは SGS(Sub-Grid Scale)乱流モデルの一種である、Smagorinsky モデルを使用した。SGS乱流モデルは LES(Large Eddy Simulation)で使用されているモデルである。高波数の渦は流れの種類によらず等方的な普遍性を持つことが分かっているため、LES はそのような普遍性を期待できる小さな渦だけをモデル化し、それ以上の大きさの渦はモデルに頼らず直接解く計算方法である(梶島, 1999, p. 185)。使用するメッシュサイズ=Grid Scale(GS)以下で働く乱流応力を SGS 応力と呼ばれる。Smagorinsky(1963)は SGS 応力のモデル化に、次式の渦動粘性近似モデルを提案した(Smagorinsky モデル)。

$$\nu_e = (C_s \Delta)^2 (2S_{ij} S_{ij})^{1/2} \quad (42)$$

ここで、 C_s は Smagorinsky 定数 $[-]$ 、 Δ はフィルター幅 $[m]$ 、

S_{ij} は歪み速度テンソルであり、次式で定義される。

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (43)$$

Smagorinsky 定数は、一様等方性乱流では $C_s = 0.173$ が理論値とされているが、乱流形態によっては値が異なり、普遍定数ではない (梶島, 1999, pp. 193-194)。

一方、中辻ら(1992)は Smagorinsky モデルを歪率と代表長さを用いて渦動粘性係数を表現した 0 方程式モデルであると解釈し、数百 m～数 km オーダーのメッシュサイズでも水平方向の乱流モデルに使用することを提案した。

$$v_h = (C_s \Delta)^2 (2S_{ij}S_{ij})^{1/2} \quad (i, j = 1, 2) \quad (44)$$

その場合、水平 2 次元のみで考えるため、歪み速度テンソルおよびフィルター幅は次式のようにになる。

$$S_{ij}S_{ij} = \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \quad (45)$$

$$\Delta = \sqrt{\Delta x \Delta y} \quad (46)$$

モデル定数は、浦賀水道での実測値から $C_s = 0.12$ を提案した。

本モデルでも中辻ら(1992)に倣い、(44)～(46)式の Smagorinsky モデルを使用することとした。なお、渦動拡散係数は乱流シュミット数 Sc を用いて次式で表わされる。

$$D_h = \frac{v_h}{Sc} \quad (47)$$

(2) 鉛直方向の乱流モデル

鉛直方向の乱流モデルには密度成層が発達した場合の乱れの減衰効果を取り入れたモデリングが必要である。本モデルでは、0 方程式モデルである Munk-Anderson 型の乱流モデル (Munk and Anderson, 1948) を使用した (Richardson モデルとも呼ばれる)。

$$v_{ev} = v_{v0} (1 + \beta_v Ri)^{\alpha_v} \quad (46)$$

$$D_v = \frac{v_{v0}}{Sc} (1 + \beta_d Ri)^{\alpha_d} \quad (47)$$

ここで、 v_{v0} は密度が中立状態での鉛直方向の渦動粘性係数 [$m^2 s^{-1}$]、 α_v 、 β_v 、 α_d 、 β_d はモデル定数である。 Ri は勾配型リチャードソン数で、次式で定義される。

$$Ri = \frac{-g \frac{\partial \rho}{\partial z}}{\rho \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right\}} \quad (48)$$

中辻ら(1991)は Munk and Anderson(1948)と Webb(1970)のモデル定数を組み合わせた以下の値を奨励している。

$$\alpha_v = -1, \quad \beta_v = 5.2, \quad \alpha_d = -3/2, \quad \beta_d = 10/3 \quad (49)$$

本モデルでも上記モデル定数を使用した。

2.5 時間発展方法

(1) 時間刻み制限の検討

数値計算にかかる時間を短縮させるには、(a)1 回の時間ステップに要する時間を短縮させる方法と、(b)時間刻みを大きく取ることによって時間ステップ回数を減らす方法が考えられる。例として、(a)の方法では圧力のポアソン方程式を解くルーチンに高速な計算方法を使用することが考えられ、(b)の方法では方程式の時間発展方法に陰解法を用いることが考えられる。本研究では圧力のポアソン方程式の解法には高速解法の一つである Bi-CGSTAB 法 (安定化双共役勾配法) を用いているため、計算時間の短縮には (b) の時間刻みを大きくする方法が適当と考えられた。以下では、時間刻みの制限について検討を行う。

流れの数値計算における時間刻みは安定性解析から、クーラン条件などで制限される。オイラー陽解法を用いた場合、拡散項による時間刻み制限は次式で表わされる (梶島, 1999, pp. 43-47)。

$$\Delta t \leq \frac{\Delta^2}{2D} \quad (50)$$

ここで、 D は拡散係数 [$m s^{-1}$] である。拡散係数は格子幅や解析する現象によって大きく異なるため、時間刻みの制限を定量的に判断することは困難である。ただし、経験的に数十 m 以上の格子幅では拡散項が時間刻みの制限になることは少ない。沿岸域の計算の場合、密度界面を精度よく解像するには鉛直方向に数 m 以下の格子幅を設定する必要があり、拡散項によって時間刻みが制限される可能性がある。よって、本研究では鉛直方向の拡散項には陰解法を用いることとした。

次に、移流項での時間刻み制限は次式のようにになる。

$$\Delta t \leq \frac{\Delta}{c} \quad (51)$$

ここで、 Δt は時間刻み [s]、 Δ はメッシュ幅 [m]、 c は伝達速度 [$m s^{-1}$] である。

運動方程式(13)～(15)やスカラー量の輸送方程式(16)では、伝達速度 c_{vel} は流速となる。

$$c_{vel} = u_{max} \quad (52)$$

ここで、 u_{max} は最大流速 [$m s^{-1}$] である。

自由表面の式(18)では、伝達速度は波速 c_{sw} であり、水深が深い場所では次式で近似される。

$$c_{sw} = \sqrt{gh} \quad (53)$$

ここで、 h は水深 [m] である。

また、密度界面により内部波が生じる場合、内部波の伝播速度 c_{iw} は次式で近似される (有田, 1998, pp. 124-126)。

$$c_{iw} = \sqrt{\frac{(\rho_1 - \rho_2)gh_1}{\rho_1}} \quad (54)$$

ここで、 ρ_1, ρ_2 はそれぞれ下層と上層の密度 $[\text{kg m}^{-3}]$ 、 h_1 は底面から界面までの距離 $[\text{m}]$ である。

(50)～(54)式より、格子幅と移流項による時間刻みの制限の関係が計算される。計算する仮定は、最大流速 u_{max} を $2[\text{m s}^{-1}]$ 、水深 h 、 h_1 をともに $500[\text{m}]$ 、 ρ_1, ρ_2 を $1020, 1010[\text{kg m}^{-3}]$ とした。流速・水面波・内部波による時間刻みの制限を図-2.1に示す。

図-2.1より、最も制限が厳しいものは水面波であり、次はその10倍程度の Δt が取れる内部波である。したがって、水面波の制限を解除できれば、 Δt を約10倍に伸ばすことが可能と考えられた。

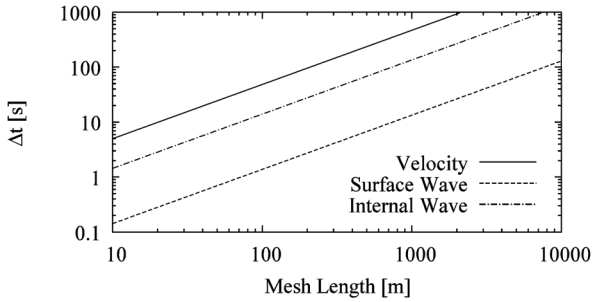


図-2.1 格子幅と移流項の時間刻み制限の関係 (伝達速度には、Velocity は(52)式、Surface Wave は(53)式、Internal Wave は(54)式を使用)

以上より、時間刻みの制限には水面波の波速制限が重要であることが分かった。自由表面の計算に陰解法を用いている例として、静水圧近似では Casulli and Cheng(1992)、佐藤ら(1993)が、水位 η と流速 u をカップリングして半陰解法として解く方法を提案している。非静水圧近似では Marshall, et al(1997)が同様に水位 η と流速 u をカップリングする半陰解法を提案しており、前述の MITgcm で用いられている。本研究でも Marshall, et al(1997)の解法を使用して、水面波の波速制限を解除することとした。(2)、(3)節に計算方法の詳細を述べる。

(2) 連続式と圧力のカップリング方法

計算格子にスタッガード格子を用いることとし、変数は図-2.2のように配置する。

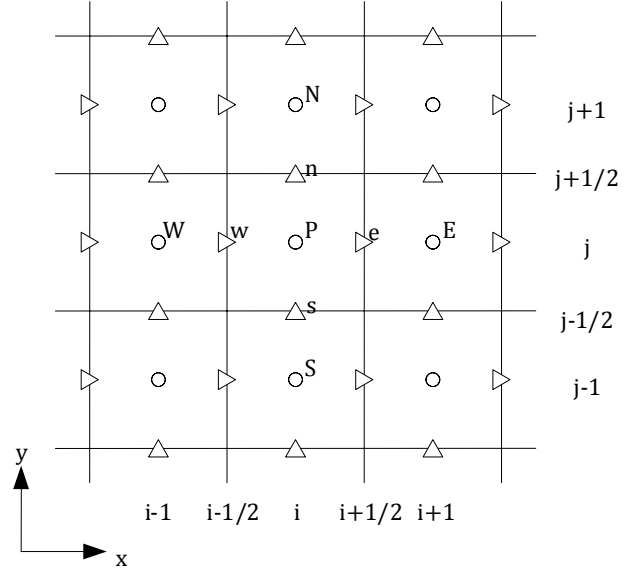


図-2.2 xy 平面座標と変数位置 (○は圧力や水位の定義位置, Δ は流速の定義位置を表わす)

圧力については SMAC 法 (Amsden and Harlow, 1970) を基に計算を行うこととする。運動方程式(13)～(15)で、水位勾配項と鉛直方向の拡散項を陰解法で取り扱おうと、次式のようなになる。

$$\frac{u^p - u^n}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\delta p^n}{\delta x} - g \frac{\delta \eta^p}{\delta x} + \frac{\delta}{\delta z} \left(v_v \frac{\delta u^p}{\delta z} \right) + F_u(\mathbf{u}^n) \quad \dots (55)$$

$$\frac{v^p - v^n}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\delta p^n}{\delta y} - g \frac{\delta \eta^p}{\delta y} + \frac{\delta}{\delta z} \left(v_v \frac{\delta v^p}{\delta z} \right) + F_v(\mathbf{u}^n) \quad \dots (56)$$

$$\frac{w^p - w^n}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p^n}{\partial z} + \frac{\delta}{\delta z} \left(2v_v \frac{\delta w^p}{\delta z} \right) + F_w(\mathbf{u}^n) \quad (57)$$

ここで、添え字の n は n ステップ目の値、 p は $n+1$ ステップ目の予測値を意味する。 δ は差分記号を表わす。 F_u, F_v, F_w は移流項や拡散項などを集めた項である。

(55)～(57)式の解法は後述するとして、先に流速と圧力のカップリング方法を示す。動圧は陰的に解きたいので、流速の予測値を次式で修正する。

$$u_i^{n+1} = u_i^p - \Delta t \frac{\delta \phi}{\delta x_i} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (58)$$

ここで、 ϕ は動圧 p^n の修正量に相当し、 p^{n+1} は次式で計算される。

$$p^{n+1} = p^n + \phi \quad (59)$$

(59)式を連続式(1)に代入し、 u_i^{n+1} の発散をゼロとすれば、圧力のポアソン方程式が導かれる。

$$\frac{\delta^2 \phi}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 \phi}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 \phi}{\delta z^2} = \Delta t \left(\frac{\delta u^p}{\delta x} + \frac{\delta v^p}{\delta y} + \frac{\delta w^p}{\delta z} \right) \quad (60)$$

(3) 流速と水位のカップリング方法

自由表面の式(18)を離散化すると次式のように表わせる。

$$\begin{aligned} \frac{\eta_p^p - \eta_p^n}{\Delta t} = & -\frac{1}{\Delta x_p} \left(\sum_{k=1}^K u_{e,k}^p \Delta z_k \right) + \frac{1}{\Delta x_p} \left(\sum_{k=1}^K u_{w,k}^p \Delta z_k \right) \\ & - \frac{1}{\Delta y_p} \left(\sum_{k=1}^K v_{n,k}^p \Delta z_k \right) + \frac{1}{\Delta y_p} \left(\sum_{k=1}^K v_{s,k}^p \Delta z_k \right) \quad (61) \end{aligned}$$

ここで、下添え字の k は z 方向のメッシュ番号を表わす(ewns等の位置は図-2.2を参照)。

x 方向の運動方程式(55)の離散化を $(i+0.5, j, k)$ の位置(図-2.2の e 点)で行う(渦動粘性係数 ν_v は ν と表記する)。

$$\begin{aligned} \frac{u_{e,k}^p - u_{e,k}^n}{\Delta t} = & -\frac{1}{\rho_0} \frac{p_{E,k}^n - p_{P,k}^n}{\Delta x_e} - g \frac{\eta_E^p - \eta_P^p}{\Delta x_e} \\ & + \frac{1}{\Delta z_k} \left(\nu_{e,k+0.5} \frac{u_{e,k+1}^p - u_{e,k}^p}{\Delta z_{k+0.5}} - \nu_{e,k-0.5} \frac{u_{e,k}^p - u_{e,k-1}^p}{\Delta z_{k-0.5}} \right) \\ & + F_u(\mathbf{u}^n) \quad (k=1, \dots, K) \quad (62) \end{aligned}$$

まとめると、以下のように表わすことができる。

$$\begin{aligned} A_{e,k}^u u_{e,k}^p + A_{eT,k}^u u_{e,k+1}^p + A_{eB,k}^u u_{e,k-1}^p \\ = B_{eE,k}^u \eta_E^p + B_{eP,k}^u \eta_P^p + Q_{e,k}^u \quad (63) \end{aligned}$$

$$A_{e,k}^u = \frac{1}{\Delta t} + \frac{\nu_{e,k+0.5}}{\Delta z_k \Delta z_{k+0.5}} + \frac{\nu_{e,k-0.5}}{\Delta z_k \Delta z_{k-0.5}},$$

$$A_{eT,k}^u = -\frac{\nu_{e,k+0.5}}{\Delta z_k \Delta z_{k+0.5}}, \quad A_{eB,k}^u = -\frac{\nu_{e,k-0.5}}{\Delta z_k \Delta z_{k-0.5}},$$

$$B_{eE,k}^u = -\frac{g}{\Delta x_e}, \quad B_{eP,k}^u = \frac{g}{\Delta x_e},$$

$$Q_{e,k}^u = \frac{u_e^n}{\Delta t} - \frac{1}{\rho_0} \frac{p_{E,k}^n - p_{P,k}^n}{\Delta x_e} + F_u(\mathbf{u}^n) \quad (64)$$

(64)式を行列式で表わすと次式のようになる。

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} A_{e,1}^u & A_{eT,1}^u & 0 & 0 & 0 \\ A_{eB,2}^u & A_{e,2}^u & A_{eT,2}^u & 0 & 0 \\ 0 & A_{eB,3}^u & A_{e,3}^u & A_{eT,3}^u & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & A_{eB,K}^u & A_{e,K}^u \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{e,1}^p \\ u_{e,2}^p \\ u_{e,3}^p \\ \vdots \\ u_{e,K}^p \end{pmatrix} \\ = \begin{pmatrix} B_{eE,1}^u & B_{eP,1}^u \\ B_{eE,2}^u & B_{eP,2}^u \\ B_{eE,3}^u & B_{eP,3}^u \\ \vdots & \vdots \\ B_{eE,K}^u & B_{eP,K}^u \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_E^p \\ \eta_P^p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} Q_{e,1}^u \\ Q_{e,2}^u \\ Q_{e,3}^u \\ \vdots \\ Q_{e,K}^u \end{pmatrix} \quad (65) \end{aligned}$$

上式の左辺は3重対角行列となっているため、TDMA(Tri-Diagonal Matrix Algorithm)によって逐次的に解くことが可能である(佐藤ら,1993)。(65)式にTDMAを施した結果、次式のように整理される。

$$u_{e,k}^p = b_{eE,k}^u \eta_E^p + b_{eP,k}^u \eta_P^p + q_{e,k} \quad (k=1, \dots, K) \quad (66)$$

同様に、 $(i-0.5, j, k)$ の位置(図-2.2の w 点)で x 方向の運動方程式(55)の離散化を行うと、次式のようになる。

$$u_{w,k}^p = b_{wP,k}^u \eta_P^p + b_{wW,k}^u \eta_W^p + q_{w,k} \quad (k=1, \dots, K) \quad (67)$$

同様に、 y 方向の運動方程式(56)についても離散化する。

$$v_{n,k}^p = b_{nN,k}^v \eta_N^p + b_{nP,k}^v \eta_P^p + q_{n,k}^v \quad (68)$$

$$v_{s,k}^p = b_{sP,k}^v \eta_P^p + b_{sS,k}^v \eta_S^p + q_{s,k}^v \quad (69)$$

(66)~(69)式を(61)式に代入して、整理すると次式のようになる。

$$C_P \eta_P^p + C_E \eta_E^p + C_W \eta_W^p + C_N \eta_N^p + C_S \eta_S^p = D_P \quad (70)$$

上式は水位に関する2次元ポアソン方程式であり、反復計算によって求めることができる。水位 η^p が求めれば、(55)~(57)式より、TDMAを用いて流速の推定値 \mathbf{u}^p が計算できる。なお、 $n+1$ ステップ目の水位 η^{n+1} は η^p と同じ($\eta^{n+1} = \eta^p$)とする。

(4) スカラー量の輸送方程式の解法

スカラー量は流動場を求めた後で、輸送方程式を解く。その際、安定化のために鉛直方向の拡散項はオイラー陰解法を、それ以外はオイラー陽解法を用いた。すなわち、以下の部分段階法(fractional step method)で行った。

$$\frac{C^* - C^n}{\Delta t} = F_C(C^n) \quad (71)$$

$$\frac{C^{n+1} - C^*}{\Delta t} = \frac{\delta}{\delta z} \left(D_v^C \frac{\delta C^{n+1}}{\delta z} \right) \quad (72)$$

ここで、 F_C は非定常項・鉛直方向の拡散項以外の項、 C^* は C^{n+1} を求めるための一時的な変数である。半陰解法であるが、鉛直方向のみ陰解法であるから、TDMAを用いて高速に解くことができる。

(5) 数値計算手順のフローチャート

数値計算手順のおおまかな流れをフローチャートで示す(図-2.3)。

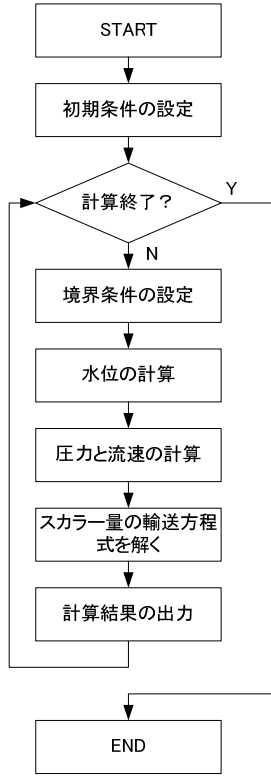


図-2.3 計算手順のフローチャート

2.6 空間差分と自由表面の計算方法

(1) 空間差分方法

空間差分において移流項以外は2次精度の中心差分とし、移流項はMUSCL法によるTVD(Total Variation Diminishing)スキームとした。以下に、TVDスキームを示す。

スカラー量を ϕ とし、流速を u とすると、1次元の保存型移流方程式は次式で表わされる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial u\phi}{\partial x} = 0 \quad (73)$$

上式をオイラー陽解法で離散化すると、次式のようなになる(上添え字の n は省略)。

$$\phi_P^{n+1} = \phi_P - \frac{\Delta t}{\Delta x_P} \{ (u\phi)_e - (u\phi)_w \} \quad (74)$$

スタガードグリッドの場合、 $(u\phi)_e$ 、 $(u\phi)_w$ の計算方法が問題となる。

MUSCL法のTVDスキーム群は1パラメータで以下のようにまとめられる(小林, 2003)。

$$(u\phi)_w = \max(u_w, 0) \cdot \phi_w^+ + \min(u_w, 0) \cdot \phi_w^- \quad (75)$$

$$\begin{aligned} \phi_w^+ &= \phi_w + \frac{1+\kappa}{4} \min\text{mod}(\delta\phi_w, b\delta\phi_{Ww}) \\ &+ \frac{1-\kappa}{4} \min\text{mod}(\delta\phi_{Ww}, b\delta\phi_w) \end{aligned} \quad (76)$$

$$\begin{aligned} \phi_w^- &= \phi_P - \frac{1+\kappa}{4} \min\text{mod}(\delta\phi_w, b\delta\phi_e) \\ &+ \frac{1-\kappa}{4} \min\text{mod}(\delta\phi_e, b\delta\phi_w) \end{aligned} \quad (77)$$

$$\delta\phi_w = \phi_P - \phi_w \quad (78)$$

$$\min\text{mod}(x, y) = \frac{\text{sign}(x) + \text{sign}(y)}{2} \cdot \min(|x|, |y|) \quad (79)$$

$$\text{sign}(x) = \begin{cases} +1 & (x \geq 0) \\ -1 & (x < 0) \end{cases} \quad (80)$$

$$b = \frac{3-\kappa}{1-\kappa} \quad (81)$$

ここで、 κ は精度を決めるパラメータであり、 $|\kappa| \leq 1$ である必要がある。 κ の値により以下のように精度を選択することができる。

$$\kappa = \begin{cases} 1 & \text{2次精度中心差分} \\ 1/3 & \text{3次精度上流差分} \\ 1/2 & \text{QUICKスキーム} \\ -1 & \text{2次精度風上差分} \end{cases} \quad (82)$$

(2) 自由表面の処理

水位変動を表層メッシュのみで計算すると、最上層が厚くなり過ぎ計算精度が落ちてしまう。したがって、メッシュをまたいで水位が変動する場合にも、対応できるようにした(図-2.4)。

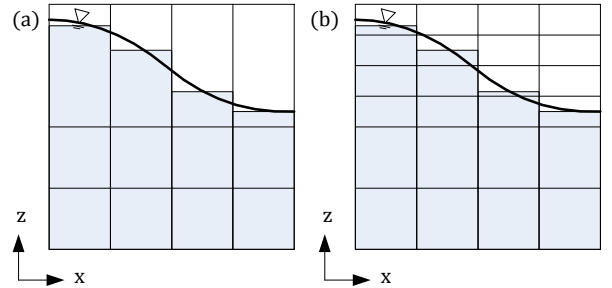


図-2.4 メッシュ分割例; (a) 水面変動が表層メッシュのみで行われる場合, (b) 水面位置がメッシュをまたぐ場合

3. テストケースによるモデルの検証

3.1 吹送流問題

テストケース1として、図-3.1のような水平スケール $L = 15[\text{km}]$ 、鉛直スケール $h = 40[\text{m}]$ の2次元矩形水路における定常な吹送流を考える。移流項、水平拡散項を無視し、密度および渦動粘性係数を一定値と仮定すると、

流速分布 $u(z)$ と水面勾配 I について、以下の解析解が得られる(宇野木, 1993, pp. 244-245).

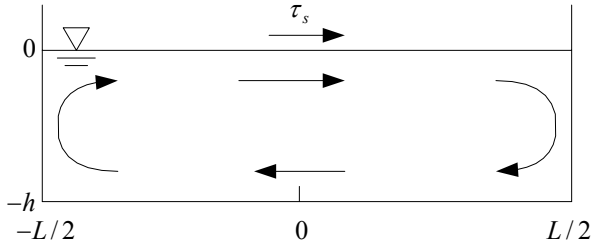


図-3.1 2次元矩形水路における吹送流問題

$$u(z) = U_s \left(1 + \frac{z}{h}\right) \left(1 + \frac{3z}{h}\right) \quad (83)$$

$$U_s = \frac{h\tau_s}{4\rho\nu_v} \quad (84)$$

$$I = \frac{3}{2} \frac{\tau_s}{\rho gh} \quad (85)$$

ここで、 τ_s は風応力[Pa]である。

計算条件を、 $\Delta x = 1000$ [m], $\Delta z = 2$ [m], $\rho = 1000$ [kg m⁻³], $\nu_v = 3.0 \times 10^{-2}$ [m² s⁻¹], $\tau_s = 0.33384$ [Pa], $g = 9.8$ [m s⁻²]とし、1日後の計算結果を解析解と比較した(図-3.2)。

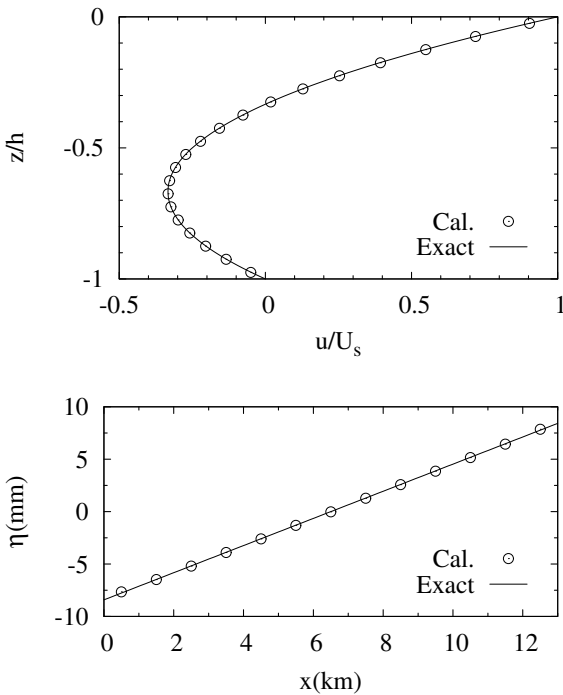


図-3.2 テストケース1の計算結果と解析解の比較(上図:中央部での流速分布,下図:水位分布)

水路中央部の無次元化した流速の RMSE (Root Mean Square Errors: 二乗平均平方誤差)は 1.27×10^{-3} (n=20), 水位の RMSE は 4.41×10^{-5} [m] (n=13)であり、ともに解析解と良く一致していた。なお、壁際の水位は解析解との微小な差異が見られるが、これは数値計算では移流項も考慮しているためである。

3.2 スロッシング問題

自由表面の計算精度を確認するため、テストケース2として、2次元矩形スロッシング問題を考える(図-3.3)。これは2次元タンク内に完全重複波を発生させ、その水位変化を調べるものである。

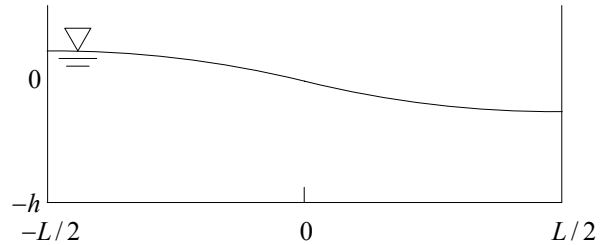


図-3.3 2次元矩形水路におけるスロッシング問題

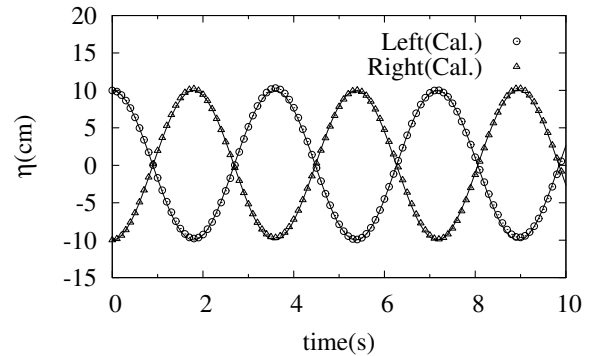


図-3.4 テストケース2における両端の水位変化(実線は微小振幅波理論による値)

微小振幅波理論では、完全重複波の水位 η [m]は次式で与えられる(土木学会(編), 1999, pp. 434-435)。

$$\eta = 2a \cos kx \cos \sigma t \quad (86)$$

$$\sigma^2 = gk \tanh kh \quad (87)$$

$$k = 2\pi/L \quad (88)$$

ここで、 $2a$ は重複波の振幅[m]である。

計算条件は、 $2a = 0.1$ [m], $h = L = 10$ [m], $\Delta x = \Delta z = 0.25$ [m], $g = 9.8$ [m s⁻²], $\rho = 1000$ [kg m⁻³], $\nu_h = \nu_v = 0$ [m² s⁻¹]とし、初期水位は(86)式で $t = 0$ として与えた。メッシュが $z = 0$ [m]の位置で区切られるため、水位はメッシュを超えて振動することとなる。両端の水

位変化を図-3.4に示す。

10秒間での計算では、(86)式の値と比較して、水位が最大で 3.5×10^{-3} [m]の差異があった。両端水位のRMSEは 1.7×10^{-3} [m]($n=1000$)であり、また、振幅の減衰は発生しておらず、計算結果は水位変動を良好に再現していた。

3.3 窪地への外洋水流入問題

我が国では、沿岸域の埋め立て開発に伴い、安価な土砂供給源として海底の土砂が採取され、それによる浚渫窪地が沿岸域の至る所に存在している。その浚渫窪地の内部では水塊が停滞し、貧酸素水塊の発生源となっていることが報告されている(佐々木, 1996; 武田・石田, 2006)。窪地に停滞した水塊は風による湧昇や、高密度な外洋水が流入することで交換される(田中ら, 2008)。このような、窪地へ外洋水が流入する現象に対し、本モデルを使っての計算が可能であるかどうかを明らかにするために、数値実験を行った。

実験の地形は図-3.5に示すように、 $600\text{m} \times 600\text{m} \times 5\text{m}$ の窪地を設けた3次元数値水路とする。水路中に水塊は3種類あり、窪地内部の水塊B、外洋水を模した $2000\text{m} \times 1800\text{m} \times 5\text{m}$ の水塊C、およびそれ以外の水塊Aである。それぞれの水塊の水質を表-3.1に示す。流速の初期条件は全てゼロとする。

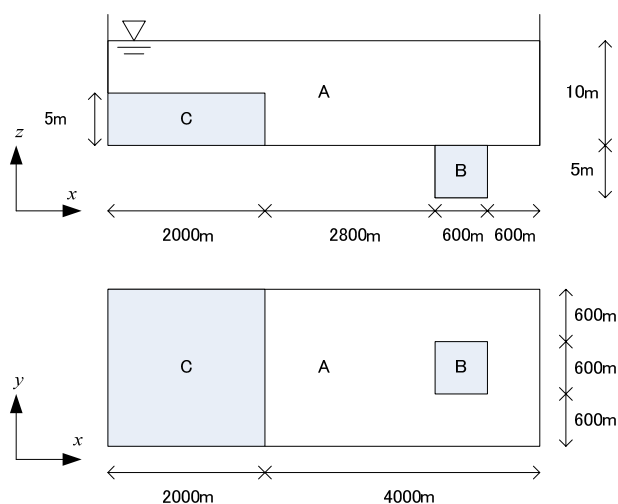


図-3.5 窪地への外洋水の流入数値実験の概要

表-3.1 各水塊の水質

水塊	水温[°C]	塩分	密度[kg m ⁻³]
A	20	20	1013.416
B (窪地)	10	25	1019.198
C (外洋水)	20	35	1024.781

以上のような条件の場合、流れの概略は以下のようになると考えられる。水塊Cは水塊Aより密度が大きいため、密度流となり窪地の方向へ流れていく。水塊Cは水塊Bよりも密度が大きいため、窪地内の水塊Bを押し出して窪地内に流入し、水塊Bは窪地外へ全て押し出される(図-3.6)。なお、このテストケースと同様の室内実験は著者の知る範囲では行われていないので、このテスト計算は流れを定性的に調べることでモデルの精度を判断する。

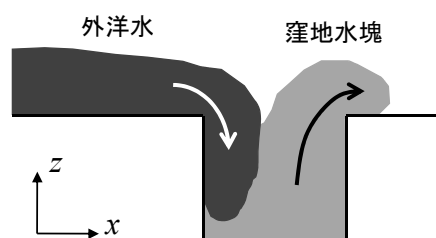


図-3.6 外洋水が窪地へ流入することによって窪地内の水塊が押し出される流れの模式図

計算条件として、 $\Delta x = \Delta y = 40$ [m], $\Delta z = 0.2$ [m], $C_B = 0.0026$, $g = 9.8$ [m s⁻²]とした。乱流モデルは水平方向にSmagorinskyモデル($C_s = 0.12$)、鉛直方向にRichardsonモデル(定数は(49)式、および $v_{V0} = 2.0 \times 10^{-3}$ [m² s⁻¹], $Sc = 0.7$)を使用した。移流項のTVDスキームとして、水平方向には $\kappa = 1/3$ 、鉛直方向には $\kappa = 1.0$ とした。

計算結果を図-3.7, 3.8に示す。水塊Aが密度流として窪地内部に流入する結果となった。窪地内部の水塊Bは水塊Aと混ざり合いながらも押し出され、最終的に窪地からほぼ全て流出していることが図-3.8からも良く分かる。これより、計算結果は予想された流れ場を定性的に再現していることが確認された。

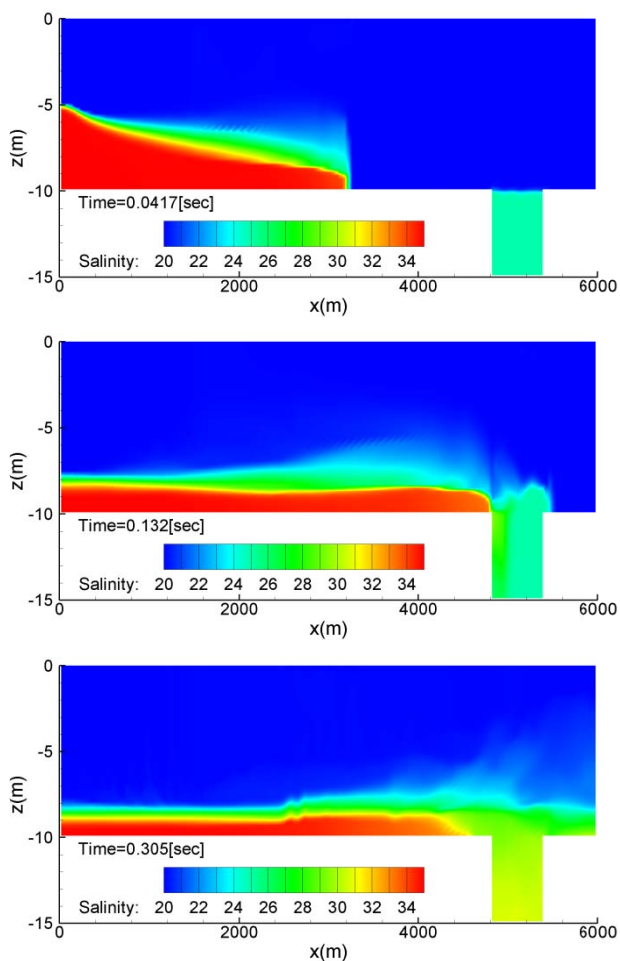


図-3.7 テストケース 3 の塩分計算結果 (上図 : 0.0417 秒後, 中図 : 0.132 秒後, 下図 : 0.305 秒後)

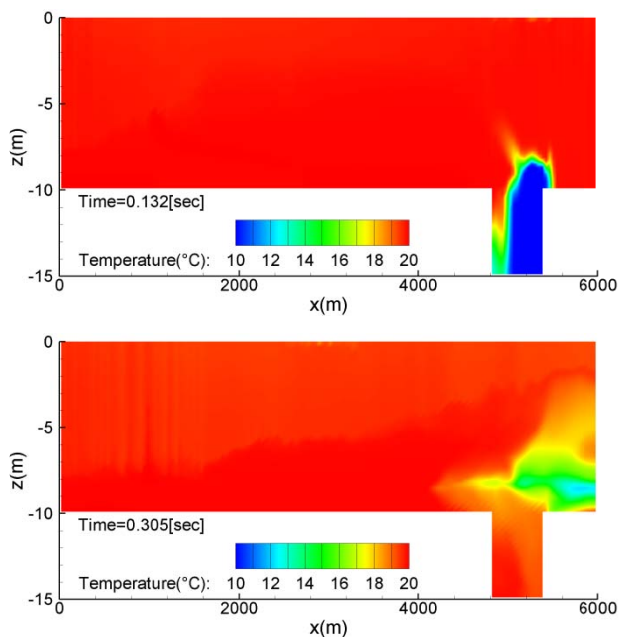


図-3.8 テストケース 3 の水温計算結果 (上図 : 0.132 秒後, 下図 : 0.305 秒後)

4. 伊勢湾への適用例

本研究で開発されたモデルの現地適用例として、伊勢湾・三河湾（以下、両者を合わせて「伊勢湾」と呼ぶ）の計算を行った。計算対象の期間は 2004 年 1 月 1 日から 2008 年 12 月 31 日までの 5 年間とした。

4.1 計算データの作成

(1) 計算メッシュ

計算メッシュは潮位の伝達方向を考慮し、北から 45 度傾けたメッシュを作成した (図-4.1)。水平方向の計算メッシュは 2km 正方格子とし、37×43 メッシュとした。鉛直方向のメッシュは 20 層に区切った。メッシュ区切り位置はそれぞれ、-100, -60, -40, -30, -25, -21, -19, -17, -15, -13, -11, -9, -7, -5, -4, -3, -2, -1, 0, 1, 5 である (単位 m, 鉛直上向きを正, 平均水面は 0m)。時間刻みは 100 秒とした。

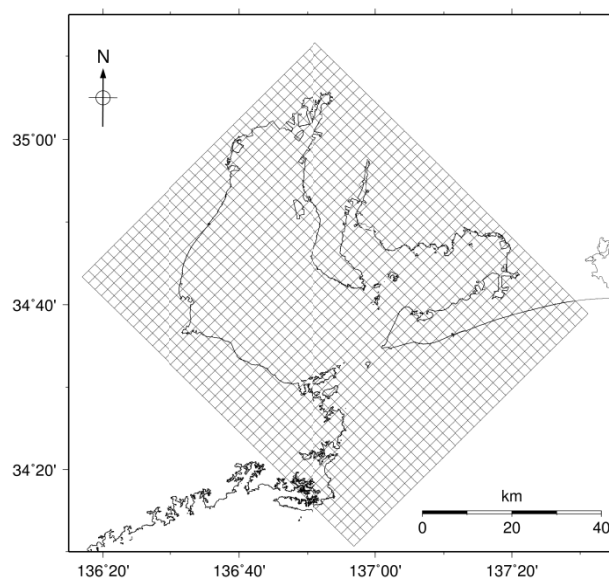


図-4.1 伊勢湾の計算メッシュ

(2) 気象データ

気圧・日射量・降雨量は名古屋気象台の観測値を用い、風向風速は中部国際空港のデータを用いた*1。大気放射量は二宮ら (1996) の方法を用いて名古屋気象台のデータから推測した。なお、気象データは 1 時間間隔のデータを使用し、欠測値は前後の観測値から線形補間した。また、気象データは計算領域全体で一様に与えた。

*1 気象庁 HP 過去の気象データ検索, <http://www.data.jma.go.jp/obd/stats/etrn/index.php>.

(3) 河川流入量

河川流入として、伊勢湾に流入する一級河川（計 10 河川）を取り扱った。一級河川の流量と水位は国土交通省の水文水質データベース*1で公開されている。ただし、水位はリアルタイムで更新されているが、流量は 2～3 年前までしか公開されていない。そこで、田中ら（2007）の方法と同様に、2002 年から 2006 年の水位・流量データから、独自に各流量観測所における水位－流量（H-Q）曲線を作成し、それを基に 2007～2008 年の流量データを作成した。例として雲出川の水位－流量曲線を図-4.2 に示す。

水温はテレメータ観測所があればその値を用いて、データがない河川ではそれ以外の河川水温の平均値を用いた。表-4.1 に各河川で使用した観測所名を挙げる。

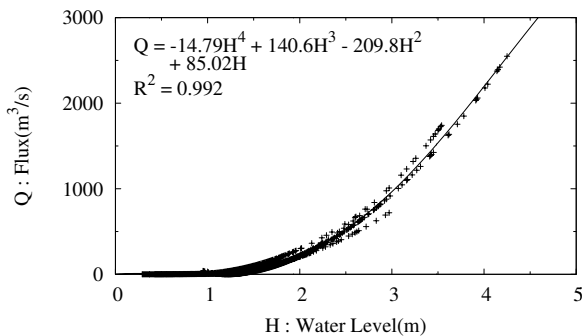


図-4.2 雲出川の水位－流量曲線

表-4.1 各河川データに使用した観測所

河川	水位観測所	水温観測所
雲出川	雲出橋	雲出橋
宮川	岩出	度合橋
榊田川	榊田川	—
庄内川	枇杷島	—
長良川	墨俣	伊勢大橋
豊川	当古	当古
木曾川	起	東海大橋
矢作川	米津	—
揖斐川	烏江, 高瀬, 万石	伊勢大橋
鈴鹿川	河原田, 高岡	—

(4) 開境界条件

開境界では主要 8 分潮 ($M_2, S_2, K_1, O_1, P_1, N_2, K_2, Q_1$) の潮汐を与えた。調和定数は、赤羽根の観測値（海上保安庁, 1993）を基に、計算結果と観測値を比較して微調

整を行った。

開境界の塩分・水温条件を表-4.2 に示す。塩分は表層 5m までは勾配ゼロ条件とし、5m 以深は一定値を与えた。水温は表層から 19m までは勾配ゼロ条件とした。19m 以深の水温は湾口に近い観測点のデータを 1 年周期の sin 関数で近似し、その値を与えている。観測点は三重県水産研究所が行っている浅海定線観測*2の St.18 である。浅海定線観測の調査地点を図-4.3 に示す。

表-4.2 開境界の塩分・水温条件

層	塩分	水温
表層～5m	勾配ゼロ	
5m～11m	34	勾配ゼロ
11m～19m	34.6	勾配ゼロ
19m～100m	34.8	観測値

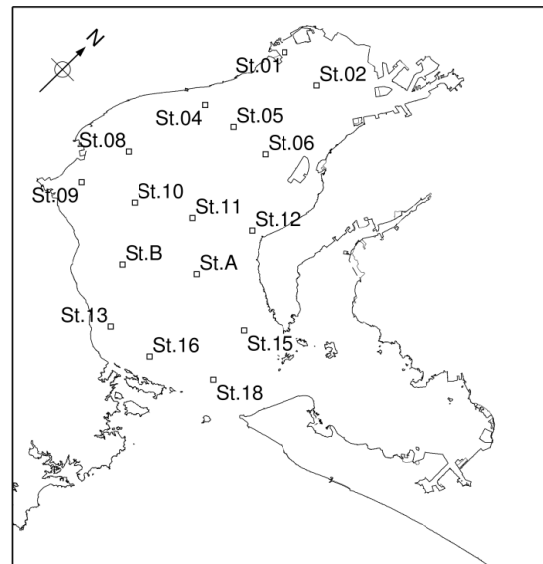


図-4.3 水質観測のデータ地点

4.2 計算結果と考察

(1) 潮汐の比較

既往の観測結果がある 16 地点（名古屋, 四日市, 鬼崎, 師崎, 武豊, 形原, 蒲郡, 佐久島, 三河*3, 豊橋, 立馬崎, 福江, 伊良湖, 神島, 鳥羽, 赤羽根）について、潮汐調和定数を比較した（海上保安庁, 1993）。潮汐の比較した地点を図-4.4 に示す。

*2 伊勢湾環境データベース, <http://www.isewan-db.go.jp/index.asp>.

*3 三河港湾事務所, <http://www.mikawa.pa.cbr.mlit.go.jp/index.html>.

*1 水文水質データベース, <http://www1.river.go.jp/>.



図-4.4 潮汐データの比較地点

潮汐の振幅・位相の比較を図-4.5, 4.6 にそれぞれ示す。振幅の RMSE は 1.36cm, 位相の RMSE は 3.40 度であり, 振幅・位相ともに観測値とよく適合していることを確認した。

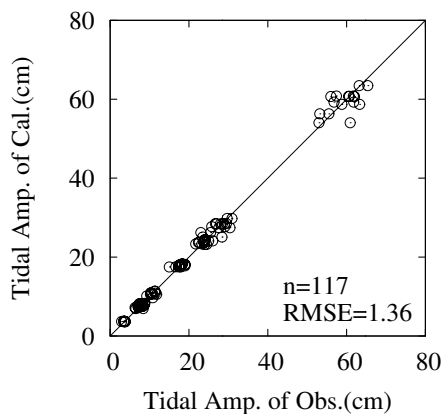


図-4.5 観測値と計算結果の潮汐調和定数の比較(振幅)

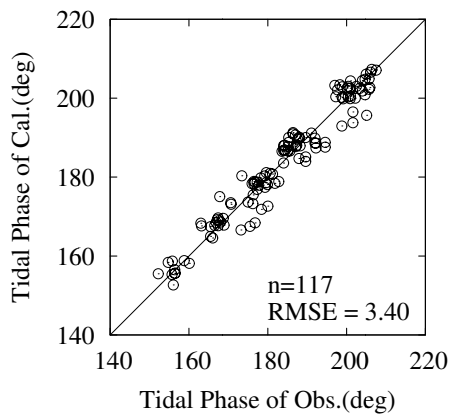


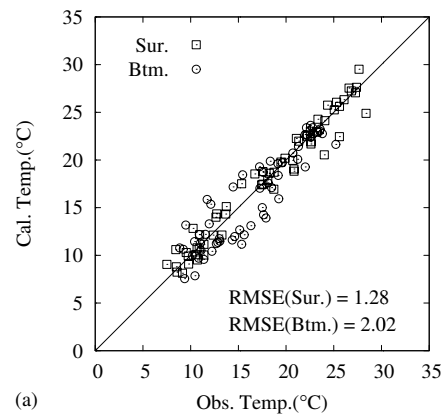
図-4.6 観測値と計算結果の潮汐調和定数の比較(位相)

(2) 水温・塩分の比較

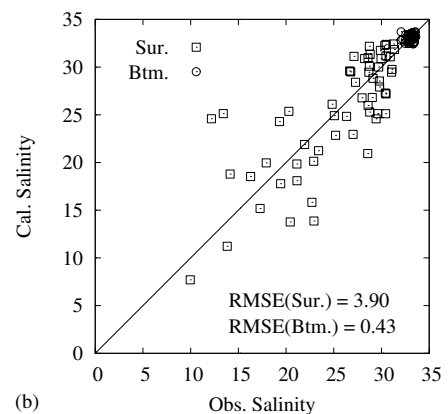
湾奥部の St. 2 と, 湾奥部の St. 11 について水温・塩分を比較する。水温・塩分の観測値と計算結果の比較を図-4.7, 4.8 に, また水温・塩分の時系列変化を図-4.9, 4.10 に示す。

a) 水温比較における考察

湾奥部の St. 2 において, 水温の RMSE は表・底層でそれぞれ 1.28, 2.02°Cであった。同様に, 湾奥部の St. 11 においては, 水温の RMSE は表・底層でそれぞれ 1.50, 1.45°Cであった。これらより, 湾奥部, 湾奥部はともに観測値との適合性が高いと判断された。再現性が低下する時期は, 11~2 月頃の底層で水温が下がる時期と, 4~6 月頃の底層で水温が上がる時期であった。原因は今のところ不明であるが, 水温が徐々に観測値から外れていく現象は見られなかったため, 計算領域全体に与える影響は少ないと考えられた。



(a)



(b)

図-4.7 水温・塩分の観測値と計算結果の比較 (St. 2, 湾奥部) : (a)水温, (b)塩分

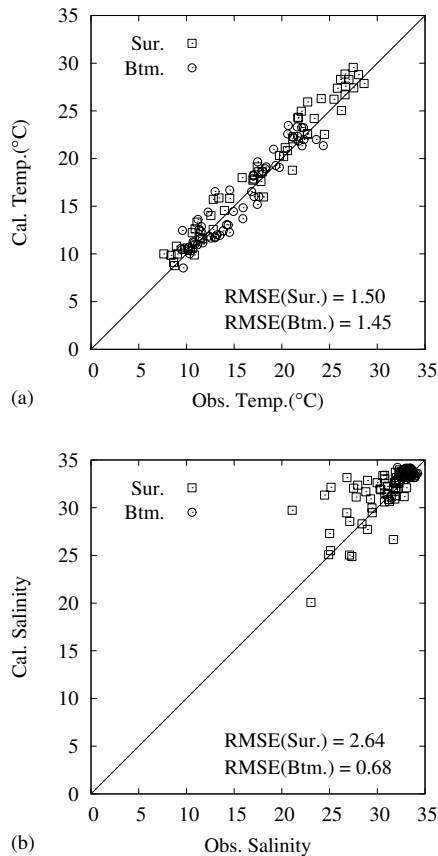


図-4.8 水温・塩分の観測値と計算結果の比較 (St. 11, 湾中央部) : (a)水温, (b)塩分

b) 塩分比較における考察

湾奥部の St. 2 において、塩分の RMSE は表・底層でそれぞれ 3.90, 0.43 であった。同様に、湾中央部の St. 11 においては、塩分の RMSE は表・底層でそれぞれ 2.64, 0.68 であった。底層での計算結果は湾奥部・湾中央部ともに観測値と良く一致していたが、表層では特に湾奥部について観測値との偏差が大きい結果となった。この理由として、表層の塩分は河川水の影響を強く受けるために変動が極めて大きく、再現することが難しいことが考えられる。実際に、河川出水の少ない冬期 (11~2) では、湾奥部・湾中央部で表層塩分の RMSE がそれぞれ 2.51 と 1.23 であり、全期間の場合より再現性が良い結果であった。計算結果の時系列変化を見ると、表層塩分は河川の流入量に対応して低下しており、特に湾奥部の St. 2 では河川の影響が明瞭に表れていた (図-4.9)。また、河川出水の大きい 8,9 月について、St. 2 で鉛直プロファイルと比較した (図-4.11, 4.12)。計算結果は密度躍層の位置や勾配をほぼ正確に再現できていたことが分かる。

このように塩分の計算結果は定性的に見て正しい挙動をしているが、より定量的な一致を目指すためには、河

川からの出水を精度よく再現させることが今後の課題として挙げられる。

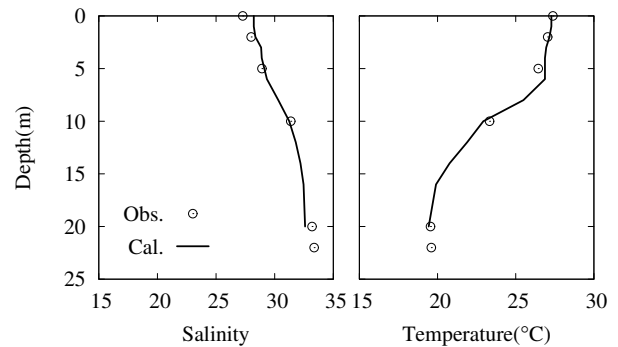


図-4.11 St. 2 における塩分・水温の鉛直プロファイルの比較 (2008/8/1)

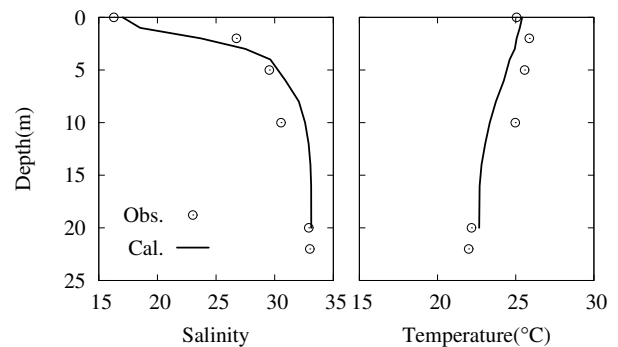


図-4.12 St. 2 における塩分・水温の鉛直プロファイルの比較 (2008/9/4)

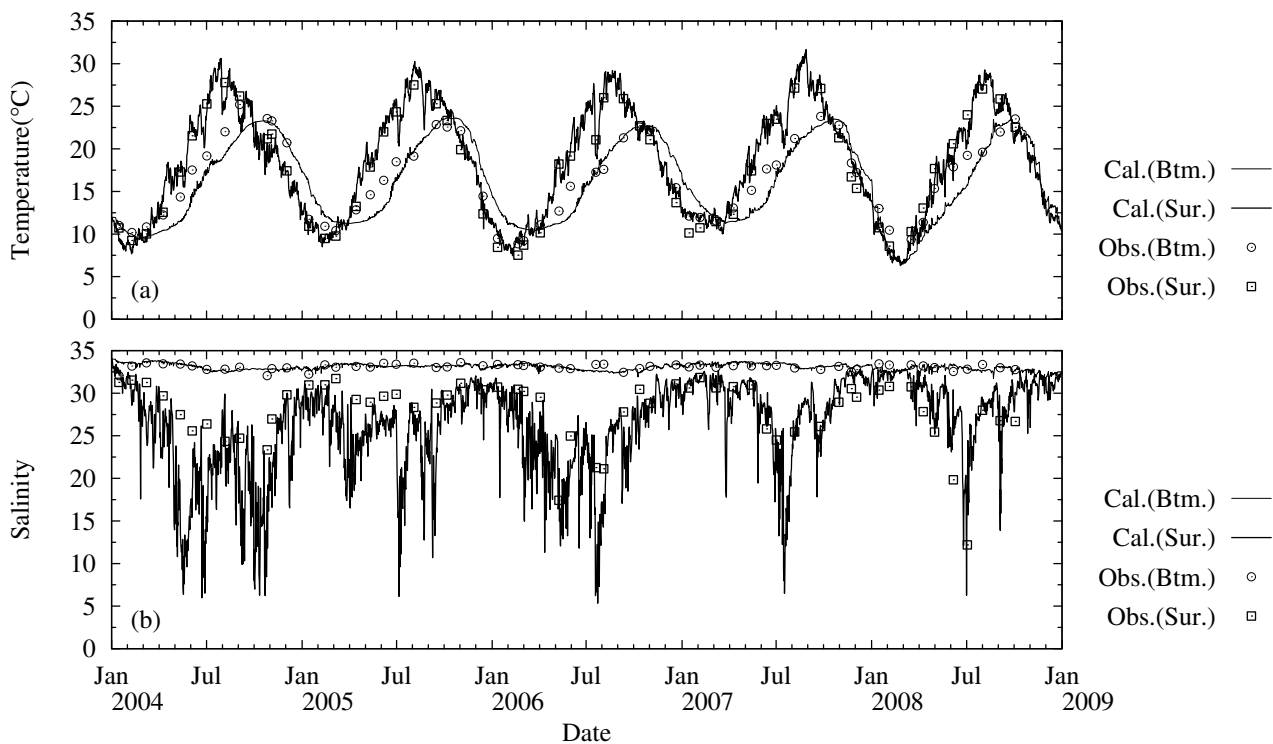


図-4.9 表・底層の水溫・塩分観測値と計算結果の時系列変化 (St. 2, 湾奥部) : (a)水溫, (b)塩分

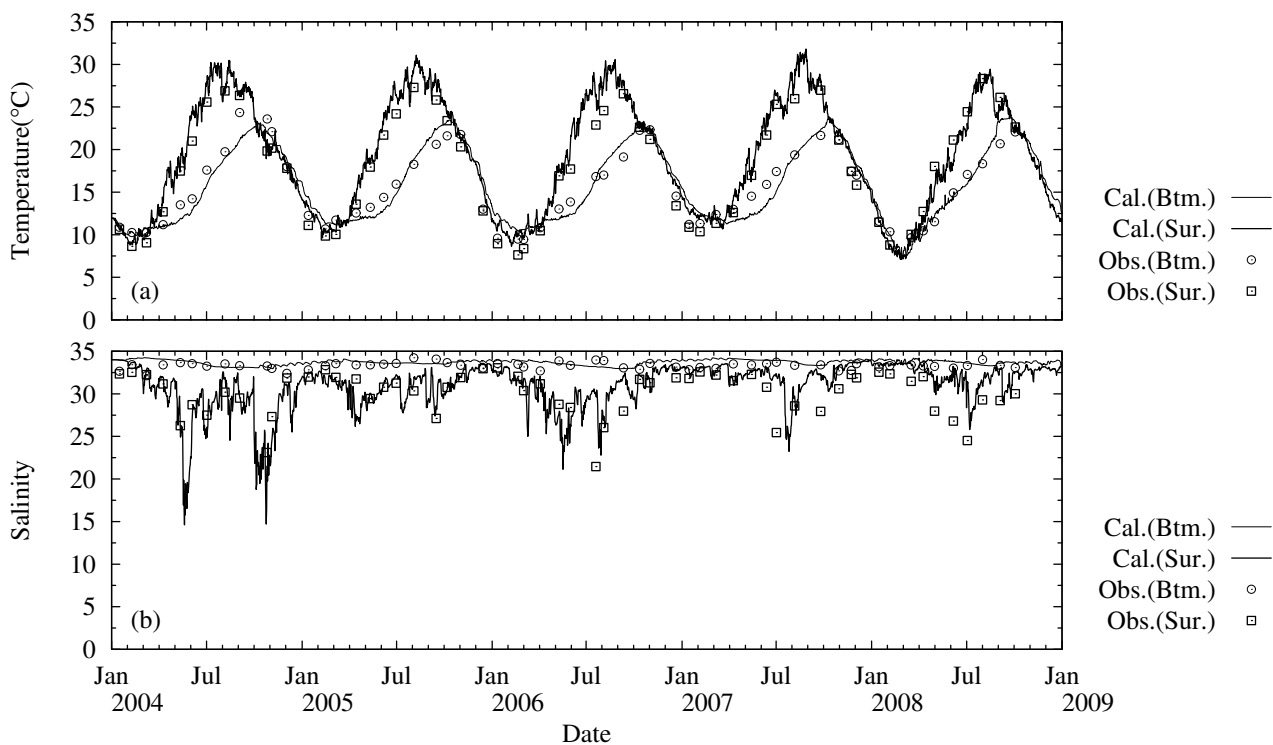


図-4.10 表・底層の水溫・塩分観測値と計算結果の時系列変化 (St. 11, 湾央部) : (a)水溫, (b)塩分

c) 計算時間の検討

今回のシミュレーションに要した計算時間は約 18.8 時間であった。なお、計算を行った PC の CPU は Intel 社製 Core 2 Duo E8500 (3.16GHz) である (並列計算なし)。計算期間は 1827 日間であるから、約 2333 倍の計算速度 (= 計算期間 / 要計算時間) であった。すなわち、20 年間の計算を行ったとしても、3.1 日程度で計算が終了する。これは実務的な観点から見て現実的な計算速度であり、数年～数十年という長期計算も安価な PC で行うことができる。今回のシミュレーションによって、本モデルが実用的な計算速度を有していることが確認された。

5. おわりに

本研究では沿岸域の水質環境シミュレーションに適した非静水圧近似モデルを開発した。本モデルの特徴は密度流や湧昇流などの計算を行うために非静水圧近似を用いており、さらに水面の計算を陰解法で扱うことによって計算時間の短縮を行っている点である。

第 1 章では本研究の背景と目的を述べ、加えて、既往の数値計算モデルの調査・比較を行った。

第 2 章ではモデルの基礎方程式、境界条件、数値計算スキーム、アルゴリズムを詳細に記述した。

第 3 章では開発されたモデルを用いて、テスト計算を行い、モデルの精度を検証した。解析解のある流れとして吹送流問題とスロッシング問題を計算し、両テストケースはともに、計算結果が解析解と定量的によく一致していることを示した。また、外洋水が窪地に流入する流れ場を取扱い、計算結果が現象を定性的に良く再現していることを確認した。

第 4 章では実際の海域への適用例として、伊勢湾の年間を通じたシミュレーションを行った。その結果、潮汐成分は良く観測値と適合しており、年間を通じて塩分・水温の計算結果は観測値と良好に一致していることが確認された。さらに、計算時間の検討を行い、本モデルが実用的な計算速度を有していることが確認された。

本研究で沿岸域の流動・水質計算用に開発されたモデルは、沿岸域の水環境を解析・予測するツールとして有用であることが示され、実務レベルでの使用に耐え得ると考えられた。今後は生態系モデルの機能追加を行う予定である。

(2009年11月12日受付)

謝辞

本研究を行うにあたって、国土交通省 中部地方整備局 名古屋港湾空港技術調査事務所には水深データの提供等を行って頂きました。中村由行 港湾空港技術研究所 研究主監、富田孝史 同研究所津波防災研究センター 上席研究官、本多和彦 国土交通省 中部地方整備局 名古屋港湾空港技術調査事務所 技術開発課長、および査読委員の方々には有益なご助言を頂きました。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 有田正光(編)(1998):水圏の環境, 東京電機大学出版局, 404p.
- 宇野木早苗(1993):沿岸の海洋物理学, 東海大学出版会, 672p.
- 大見智亮・内藤大輔・酒井亨・山口将人・寺澤和彦・田口浩一・中田喜三郎・中村由行(2008): 浚渫窪地における酸素環境シミュレーション, 海岸工学論文集, 第 55 巻, pp. 1026-1030.
- 岡田知也・中山恵介・日比野忠史・細川恭史(2000): 大船渡湾における湾外水の密度変動が湾内環境に及ぼす影響の定量的評価, 港湾空港技術研究所報告, Vol. 39, No. 2, pp. 73-98.
- 海上保安庁水路部(1993): 日本沿岸潮汐調和定数表, 日本水路協会, 267p.
- 梶島岳夫(1999): 乱流の数値シミュレーション, 養賢堂, 255p.
- 木下嗣基(2000): 静水圧モデルと Full-3D の比較, MEC モデルワークショップ(第 1 回), 日本造船学会海洋環境研究委員会, pp. 17-23.
- 経塚雄策(2005): MEC モデルの開発と一般公開, 月刊海洋, Vol. 37, No. 4, pp. 294-300.
- 国立天文台(編)(2000): 理科年表 平成 13 年 (机上版), 丸善.
- 小林敏雄(編)(2003): 数値流体力学ハンドブック, 丸善, pp. 76-80.
- 近藤純正(編)(1994): 水環境の気象学, 朝倉書店, 350p.
- 佐々木淳・磯部雅彦・渡辺晃・五明美智男(1996): 東京湾における青潮の発生規模に関する考察, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp. 1111-1115.
- 佐々木淳(1997): 東京湾湾奥水塊の湧昇現象と青潮への影響, 海岸工学論文集, 第 44 巻, pp. 1101-1105.
- 佐藤勝弘・松岡道男・小林一光(1993): 効率的な 3 次元潮流計算法とその適用性について, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp. 221-225.

- 島崎彦人・陸旻皎・早川典生(1996) : AMeDAS 日照時間データをを用いた総合的な時間日射量推定手法, 水文・水資源学会 1996 年研究発表会要旨集, pp.108-109.
- 武田和也・石田基雄(2006) : 三河湾における苦潮によるアサリ大量死と浚渫窪地内部の貧酸素化の状況, 海洋理工学会誌, pp. 51-58.
- 田中昌宏・稲垣聡(2000) : 外海水の侵入が内湾の水質環境に及ぼす影響に関する研究, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp. 1061-1065.
- 田中陽二・永井紀彦・鈴木高二朗・清水勝義(2007) : 海象計による流況観測データを用いた東京湾第二海堡における残差流の変動特性に関する解析, 港湾空港技術研究所資料, No.1168, 42p.
- 田中陽二・有路隆一・諸星一信・鈴木信昭・松坂省一・鈴木高二朗(2008) : 東京湾における底層水塊の流動と千葉浚渫窪地に与える影響, 海岸工学論文集, 第 55 巻, pp. 1031-1035.
- 玉井信行(1980) : 密度流の水理, 技報堂出版, 260p.
- 殿城賢三・佐藤徹(2001) : 五ヶ所湾の海域浄化装置の効果に関する数値シミュレーション, MEC モデルワークショップ(第 2 回), 日本造船学会海洋環境研究委員会, pp. 27-34.
- 土木学会(編)(1999) : 水理公式集[平成 11 年版], 丸善, 713p.
- 富田孝史・柿沼太郎(2005) : 海水流動の 3 次元性を考慮した高潮・津波数値シミュレータ STOC の開発と津波解析への適用, 港湾空港技術研究所報告, Vol. 44, No. 2, pp. 83-98.
- 中辻啓二・許再寧・室田明(1991) : 三次元表層密度流の数値実験, 土木学会論文集, No. 434/II-16, pp. 16-28.
- 中辻啓二・狩野晋一・栗田秀明(1992) : SGS 渦動粘性係数を用いた大阪湾潮流の有限要素法解析, 水工学論文集, 第 36 巻, pp. 693-696.
- 中山恵介・岡田知也(2006) : 湾口部にシルをもつ湾における底層貫入と DO 濃度に関する観測と数値実験, 海洋開発論文集, 第 22 巻, pp. 817-822.
- 二宮秀典・赤坂裕・松尾陽(1996) : AMeDAS のデータを用いた時刻別大気放射量の推定法, 空気調和・衛生工学論文集, No. 60, pp. 133-144.
- 二宮秀典・松尾陽・赤坂裕・曾我和弘(1997) : AMeDAS のデータを用いた時刻別日射量の推定法 第 2 報一回転式日照計および改良型太陽電池式日照計への適用, 空気調和・衛生工学論文集, No. 65, pp. 53-65.
- 本多忠夫・光易恒(1980) : 水面に及ぼす風的作用に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 27 巻, pp. 90-93.
- 村上智一・安田孝志・吉野純(2007) : 気象モデルおよび多重 σ 座標系海洋モデルを用いた台風 0416 号による広域高潮の再現, 土木学会論文集 B, Vol. 63, No. 4, pp. 282-290.
- Adcroft, A. et al.(2008):MITgcm user manual, http://mitgcm.org/r2_manual/latest/, 438 p.
- Amsden, A. A. and F. H. Harlow(1970):A simplified MAC technique for incompressible fluid flow calculations, *J. Comp. Phys.*, Vol. 6, pp. 322-325.
- Backhaus, J. O.(1985):A three-dimensional model for the simulation of shelf sea dynamics, *Ocean Dynamics*, Vol. 38, pp. 165-187.
- Blumberg, A. F. and G. L. Mellor(1987):A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model, In Three-Dimensional Coastal Ocean Models, N. S. Heaps(Ed.), 1-16, American Geophysical Union.
- Burchard, H., and J.-M. Beckers(2004):Non-uniform adaptive vertical grids in one-dimensional numerical ocean models, *Ocean Modelling*, Vol. 6, pp. 51-81.
- Burchard, H., K. Bolding and L. Umlauf(2009):General estuarine transport model: Source code and test case documentation, <http://getm.eu/index.php>, 146 p.
- Casulli, V., and R. T. Cheng(1992):Semi-implicit finite difference methods for three-dimensional shallow water flow, *Int. J. Numer. Methods. Fluids*, Vol. 15, pp. 629-648.
- Delft Hydraulics(2007):Delft3D-FLOW user manual, <http://delftsoftware.wldelft.nl/index.php>, 642 p.
- Heggelund, Y., F. Vikebo, J. Berntsen, and G. Furnes(2004):Hydrostatic and non-hydrostatic studies of gravitational adjustment over a slope, *Cont. Shelf Res.*, Vol. 24, pp. 2133-2148.
- Marshall, J., C. Hill, L. Perelman and A. Adcroft (1997):Hydrostatic, quasi-hydrostatic and nonhydrostatic ocean modeling, *J. Geophys. Res.*, Vol. 102, No. C3, pp. 5733-5752.
- Mathieu, P.-P., E. Deleersnijder, B. Cushman-Roisin, J.-M. Beckers, and K. Bolding(2002):The role of

- topography in small well-mixed bays, with application to the lagoon of Mururoa, *Cont. Shelf Res.*, Vol. 9, pp. 1379-1395.
- Mellor, G. L. and T. Yamada(1982):Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys. and Space Phys.*, Vol. 20, No. 4, pp. 851-875.
- Mellor, G. L. (2003):Users guide for a three-dimensional, primitive equation, numerical ocean model (June 2003 version), *Prog. in Atmos. and Ocean Sci.*, Princeton University, 53 p.
- Munk, W. H. and E. R. Anderson (1948) “Notes on a theory of the thermocline,” *J. Marine Res.*, Vol. 7, pp.276-295.
- Nixon, S. W. (1988):Physical energy inputs and the comparative ecology of lake and marine ecosystems, *Limnol. Oceanogra.*, Vol.33, No.4-2, pp.1005-1025.
- Oey, L. -Y. (2005):A wetting and drying scheme for POM, *Ocean Modelling*, Vol. 9, pp. 133-150.
- Smagorinsky, J. (1963) General circulation experiments with the primitive equations, *Mon. Weather Rev.*, Vol.91, No.3, pp.99-164.
- Webb, E. K. (1970) “Profile relationships: The log-linear range, and extension to strong stability” , *Quart. J. R. Meteor. Soc.*, Vol. 96, pp.67-90.
- Yu, Z. and Y. Kyojuka(2004):A Simplified Moving Boundary Treatment in the MEC Model, *Int. J. Offshore Polar Eng.*, Vol. 14, No. 4, pp.241-246.

港湾空港技術研究所報告 第49巻第1号

2010.3

編集兼発行人 独立行政法人港湾空港技術研究所

発行所 独立行政法人港湾空港技術研究所
横須賀市長瀬3丁目1番1号
TEL. 046(844)5040 URL. <http://www.pari.go.jp/>

印刷所 昭和情報プロセス株式会社

Copyright © (2010) by PARI

All rights reserved. No part of this book must be reproduced by any means without the written permission of the President of PARI.

この資料は、港湾空港技術研究所理事長の承認を得て刊行したものである。したがって、本報告書の全部または一部の転載、複写は港湾空港技術研究所理事長の文書による承認を得ずしてこれを行ってはならない。

CONTENTS

Development of Non-Hydrostatic Numerical Model for Stratified Flow and Upwelling in Estuary and Coastal Areas	Yoji TANAKA, Kojiro SUZUKI	3
Characteristics of the Water Quality and Current at the Mouth and Head of Tokyo Bay obtained by Continuous Monitoring	Kojiro SUZUKI	27