気象場に支配される沿岸域海水流動とそのモデル化に関する研究

Study on coastal current affected by meteorological disturbances
and its modelling

2005 年 9 月

村上智一

安田　孝志　教授

（主査）

藤田　裕一郎　教授

（副査）

篠田　成郎　教授

（副査）

目次

第１章　序論 1

1.1　研究の背景 1

1.2　本論文の目的と構成 3

第２章　多重σ座標系沿岸海洋モデル CCM の開発 9

2.1　概説 9

2.2　鉛直差分精度水深依存性の問題 10

2.3　多重σ座標 11

2.4　沿岸海洋モデル CCM 13

2.4.1　基礎方程式 14

2.4.2　多重σ座標系への変換 16

2.4.3　離散化 21

2.4.4　接続条件 30

2.4.5　境界条件 31

2.4.6　乱流モデル 35

2.5　多重σ座標の有用性の検証 38

2.5.1　理想実験 38

2.5.2　実海域での検証 39

2.6　CCM の精度検証 44

2.7　結語 48

第３章　大気－海洋－波浪結合モデルの開発 51

3.1　概説 51

3.2　各モデルの概要 51

3.3　海面境界過程 53

3.3.1 気象場と海洋場の間での物理交換 …… 54
3.3.2 気象場と波浪場の間での物理交換 …… 56
3.3.3 海洋場と波浪場の間での物理交換 …… 57
3.4 結合モデルの構築方法 …… 57
3.5 結合モデルの精度検証 …… 59
3.5.1 海面相互作用変数の交換時間間隔の検討 …… 59
3.5.2 大気境界層スキームが海洋場に与える影響 …… 59
3.5.3 結合モデルの有用性の検証 …… 64
3.5.4 南太平洋上の台風 0416 号に対する計算 …… 69
3.5.5 台風 0416 号による瀬戸内海の高潮の計算 …… 76
3.6 結語 …… 81

第４章 バースト層モデルの開発 …… 85
4.1 概説 …… 85
4.2 乱流モデルの検討 …… 85
4.3 実験の概要 …… 92
4.3.1 実験装置 …… 92
4.3.2 実験方法 …… 93
4.3.3 実験条件 …… 94
4.4 バースト層の流速特性 …… 95
4.4.1 計測可能限界 …… 95
4.4.2 戻り流れの検出と吹送流 …… 96
4.4.3 平均流速 …… 97
4.4.4 流速スペクトル …… 100
4.4.5 バースト層の輸送量 …… 102
4.5 バースト層の乱流構造 …… 103
4.5.1 流速スペクトルの各周波数帯の分割とその相関 …… 103
4.5.2 乱流エネルギー …… 106
4.5.3 レイノルズ応力 …… 107
4.5.4 渦動粘性係数の検討 …… 111
4.6 バースト層モデル …… 113

4.6.1　砕波応力項の定式化 …… 113
4.6.2　平均化砕波応力項の導入 …… 116
4.7　実験結果の再現計算 …… 118
4.8　実海域への適用 …… 121
4.8.1　バースト層モデルの大気－海洋－波浪結合モデルへの組込み …… 122
4.8.2　冬季伊勢湾に対する数値計算 …… 123
4.8.3　南太平洋上の台風 0416 号に対する数値計算 …… 126
4.9　結語 …… 130

第５章　沿岸域海水流動シミュレーション …… 135
5.1　概説 …… 135
5.2　計算方法 …… 135
5.3　計算結果 …… 137
5.4　結語 …… 149

第６章　結論 …… 151

付録 …… 155
付録 A　気象モデル MM5 …… 155
付録 B　波浪モデル SWAN …… 160

第１章

序論

1.1　研究の背景

高潮や高波などによる沿岸災害問題のみならず，貧酸素水塊・赤潮の発生などによる環境問題の予測・対策に，気象変動，地球自転効果，成層効果などを考慮できる数値シミュレーションは不可欠な手段となりつつある．沿岸域では，外洋との海水交換の影響が大きいことに加え(上嶋ら，1985；柳，1996；高橋ら，2000；田中ら，2000；藤原ら，2000；八木ら，2003)，風による吹送流，風波砕波による海水混合，日射による成層化，降水・蒸発等の気象場からの影響が支配的となる．また，その海面境界過程も重要であるが，とりわけ強風下吹送流の海面境界過程は，高潮や水質・生物環境の激変を引き起こす点で本質的である．そのため，沿岸域においてメソスケール(数日・数十～数百 km 規模)の海水流動計算を高精度で行うには，①外洋との海水交換，②気象場からの影響および③強風下吹送流の海面境界過程を適切に評価できるモデルが必須となる．

外洋との海水交換を適切に扱うためには，大水深の外洋から沿岸までを連続的に計算する必要があり，従来，このような条件に対して複雑な海底地形を正確に表すことができるσ座標系の海洋モデル POM(Princeton Ocean Model；Mellor，2004)や Delft3D(Delft Hydraulics，1998)などが用いられて来た．しかし，σ座標は海底地形が急峻な場所において水平圧力勾配項や水平拡散項に数値誤差を持つことが Janjic(1977)，Mesinger(1982)および Haney(1991)によって明らかにされ，それ以降，この問題に対して関心が集まってきた．そして，水平圧力勾配項や水平拡散項を解く際には計算格子をデカルト座標系で定義し直してから算出する Stelling ら(1994)の SvK 法が提案され，それを発展させた Slordal(1997)，二瓶ら(2002)，入江ら(2003)の方法やσ座標系を上層と下層に分けた灘岡ら(2000)の Dual-σ座標系などによって，この問題の改善がなされて来た．しかし，大水深の外洋から沿岸までを連続的に扱う場合，前述の問題とは別に鉛直差分精度水深依存性の問題の発生が新たにわかって来た．これは，σ座標系では鉛直格子間隔が水深に連動して増減するので大水深の外洋において鉛直差分精度が極めて悪くなり，その外洋水が沿岸域に進入することで，そこでの海水流動計算にも大きな数値誤差が生じるというものである．特に，気象場からの影響を扱う場合，流速・水温・塩分等の物理量の鉛直変化が大きくなるため，この問題の影響も大きくなるが，これまで何ら改善は行われていない．

気象場からの影響を正しく評価するためには，風，日射，降水等の面的気象情報が必要であり，それに対してこれまで主として，海上観測データが用いられて来た．しかし，海上観測はコストとリスクの面に問題があり，全国約 1300 ヵ所の陸上観測点において日々自動観測される AMeDAS に相当する観測は行われておらず，それゆえ時間・空間的な情報量は非常に少ない状況にある．大阪湾において海上風の平面分布特性を明らかにした山口ら(1981)の研究や毎日の海陸風の時間変化などを考えれば，時間・空間的変化が沿岸域のメソスケールの計算にとって重要であることは明らかであり，この要求に対して従来の海上観測データでは不十分である．さらに観測データからは，予測情報が得られない問題もある．近年，これらの問題を解決するために気象モデルが用いられるようになって来た．これは，MM5(Dudhia，1993)，ARPS(Xue，1995)，RAMS(Pielke，1992)，LAWEPS(村上ら，2003)などの気象モデルが実用レベルの精度になって来たことが背景にあり，特に内湾や沿岸域において，これらの気象モデルの計算精度を示した Ohsawa ら(2002)，山下ら(2002)，鈴木ら(2003)などの研究成果を見れば，海上観測データの代わりに気象モデルを用いることが十分可能であることがわかる．そして実際に，ARPS で海上風を算出し，それを海洋モデルに与え瀬戸内海の吹送流の計算を行った陸田ら(2003)の研究や波浪推算のために MM5 で求めた海上風を波浪モデルに与えた森ら(2000)の研究などがある．また，灘岡ら(1999)は，東京湾の計算において RAMS で求めた海上風と観測値をそれぞれ海洋モデルに与えて比較計算を行い，RAMS を用いたケースの方が再現性が良いことを示し，観測データに対して気象モデルが有用であることを実証した．

これらより，さらに高精度に気象場からの影響を評価するには，気象場と海洋場のインターフェースとなる海面境界過程において働いている大気・海洋・波浪場の間での極めて複雑な相互作用を評価する必要がある．この海面相互作用の最たる例は，台風時の海水流動であり，台風が強くなればなるほど，熱・水蒸気供給が強化されて，台風強度を強めることになる一方で，海洋表層においては，強い風応力の結果である顕著な乱流混合および台風直下のエクマンパンピングにより湧昇流が生じ，これらの効果によって海洋混合層中の海水とそれより低層の冷たい海水が混ざり合い，結果として海面水温を低下させ，台風に流入する熱・水蒸気エネルギーを減少させて台風の発達を抑制するフィードバックが働くなど，その複雑な海面相互作用が観測的研究(Leipper，1967；Black，1983)や数値的研究(Chang ら，1979；Sutyrin ら，1984；Ginis ら，1989；Wada，2005)によって明らかとなっている．また，台風時でなくとも摩擦速度，潜熱，顕熱などの海面フラックスは，大気安定度(海面水温と気温に依存)や波浪による粗度などが互いに影響し合っており，より高精度に気象場からの影響を評価するには，大気・海洋・波浪場を結合系として一体的に扱う必要があるのは当然である．しかしながら，これまでの数値計算では，海面境界過程の取扱いの難しさや計算機環境の問題から，そうした扱いは，ほとんどなされていないのが現状である．

強風下吹送流の海面境界過程の根本的解明とそのモデル化は，沿岸域の防災や環境保全の観点から火急の課題となっているものの，未解明な点が多く残されている．事実，台風 7919 号による富士海岸への貨物船ゲラティック号の漂着は，標高 T.P.+5m の砂浜に打ち上げられるといったもので，これまでの高潮やセットアップの取扱いでは十分に説明できず，依然として海岸工学上

の大きな謎となっている．また，昨年の台風 0416 号による瀬戸内海全域に及ぶ高潮災害は，外洋からの海水流入が予測を上回ったことが主因と考えられ，これらの原因となる強風下吹送流には未解明な点がなお多いことを示すものである．

一方で，風から吹送流に供給される運動量の相当部分が砕波を介して輸送されることは，Mitsuyasu(1985)および Melville･Rapp(1985)の室内実験によって明らかにされ, 水面直下に形成される非対数則層がその結果であることが Kitaigorodskii ら(1983)や Thorpe(1992)の現地観測によって実証された．また，Craig(1996)による，実験結果に基づくモデル化も試みられて来た．しかしながら，室内実験では水槽端部の閉境界条件に支配される戻り流れが生成され，真の吹送流の流速を計測できないこともあり，実際に砕波がどのように運動量や乱流エネルギーの輸送過程に関わっているのかは明らかでなく，強風下吹送流の海面境界過程に大きな疑問が残されたままとなっている．そのため，強風時の沿岸海水流動計算を適切に行える状況に至っていないのが現状である．

1.2　本論文の目的と構成

1.1 節で述べたように, 気象場が支配的となる沿岸海水流動の計算を精度良く行えるモデルを開発するには，①外洋との海水交換を適切に扱うために大水深の外洋から浅海域である沿岸までを連続的に精度良く解くことのできる多重 σ 座標系沿岸海洋モデル CCM の開発，②気象場からの影響を精度良く評価するために，大気，海洋，波浪場を 1 つの系として一体的に扱う大気－海洋－波浪結合モデルの開発, ③強風下吹送流の海面境界過程の解明とそのモデル化, が必要となる．そして，これらを統合して数値シミュレーションを行うことにより，成層期や強風時などの多様な条件下における沿岸域海水流動計算が可能となる(**図-1.1**)．本論文は，こうした観点から行ったモデルの構築とその実海域への適用について取りまとめたものであり，6 章で構成されている．以下に各章の概要を示す．

第 2 章では，大水深の外洋から沿岸までの海水流動を σ 座標によって連続的に計算する場合，鉛直差分精度の水深依存性が問題となることを指摘し，その解決のために計算領域を鉛直方向に多数に分割した上で各領域に対してそれぞれ σ 座標を適用する多重 σ 座標を提案する．そして多重 σ 座標を用いた沿岸海洋モデル CCM(Coastal ocean Current Model)を新たに開発して，夏季伊勢湾においてモデルの動作確認および精度検証を行う．その結果，従来の σ 座標モデルでは湾口部での海面温度や湾内での密度の鉛直分布の再現性に問題がある一方で，多重 σ 座標モデルを用いることにより，これらの問題が解決できることを明らかにする．また，冬季伊勢湾において CCM と海洋モデル POM(プリンストン大学)の比較計算を行い，CCM は POM に比べて潮位，流速，水温，塩分を精度良く計算できることを明らかにする．

第 3 章では，大気，海洋，波浪場を 1 つの系として一体的に扱うために，気象場の計算には気象モデル MM5，海洋場の計算には海洋モデル CCM，波浪場の計算には波浪モデル SWAN を用

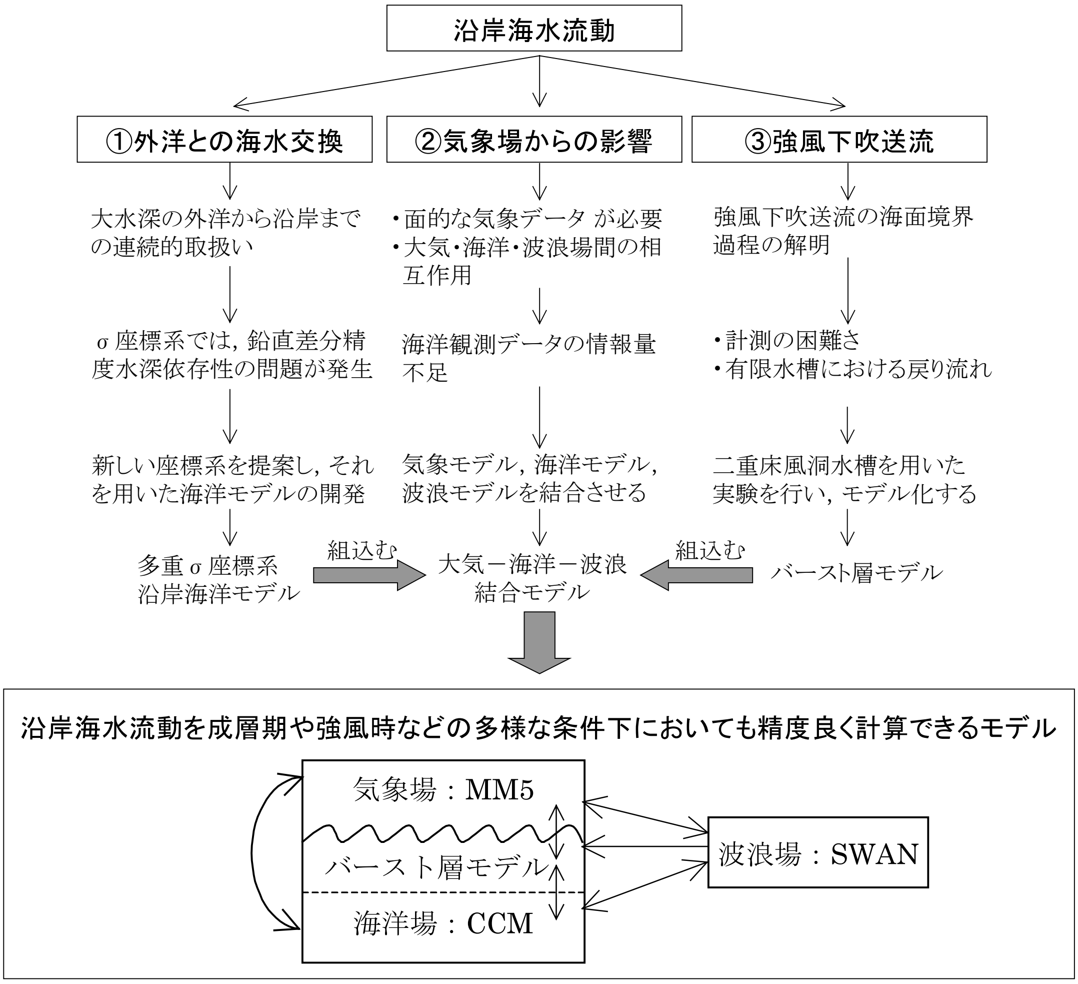


図-1.1　本研究の概要

いて，風速，摩擦速度，潜熱・顕熱フラックス，短波・長波放射，蒸発・降水量，気圧，海面水温，流速，水面変位，波浪による粗度高さ，波齢，有義波高を海面境界過程として扱える大気－海洋－波浪結合モデルを開発する．そして，伊勢湾および台風 0416 号下の海水流動において精度検証を行い，大気－海洋－波浪結合モデルの有用性を示す．

第 4 章では，対数則を前提とした既存の乱流モデルでは強風下吹送流を正しく扱うことができないことを明らかにし，その解決のために水理実験を行い，強風下吹送流の乱流構造を明らかにするとともに，これを正しく扱えるバースト層モデルを開発する．そして，水理実験の再現計算を行い，モデル化が適切であることを実証する．その後，大気－海洋－波浪結合モデルの海洋モデル CCM にバースト層モデルを組込み，冬季伊勢湾での吹送流および南太平洋上の台風 0416 号下での海水流動計算を行う．その結果，バースト層モデルを組込むことで強風下吹送流の流速，流向および密度分布の計算精度が改善されるだけでなく，その影響は気象場や波浪場にも及ぶことを示す．

第 5 章では，**第 2 章～4 章**で開発したモデルを統合して春季，夏季，秋季，冬季における伊勢湾の数値シミュレーションを行う．その結果，従来の計算方法では精度良く計算することのでき

なかった成層期や強風時などの沿岸域海水流動が，本研究で開発したモデルによって精度良く計算できることを明らかにする．

第 6 章では，本論文で得られた研究成果を総括する．

参考文献

入江政安・中辻啓二・西田修三（2003）：密度差の大きい流動場への改良σ座標系モデルの適用，海岸工学論文集，第 50 巻，pp.361-365.

上嶋英機・橋本英資・山崎宗広・宝田盛康（1985）：瀬戸内海水と外洋水の海水交換　瀬戸内海水理模型による海水交換実験，第 32 回海岸工学講演会論文集，pp.742-746.

鈴木靖・宇都宮好博・三嶋宣明・橋本典明・永井紀彦（2003）：局所的風況予測モデル LAWEPS による海上風推定，海洋開発論文集，第 19 巻，pp.49-52.

高橋鉄哉・藤原建紀・久野正博・杉山陽一（2000）：伊勢湾における外洋系水の進入深度と貧酸素水塊の季節変動，海の研究，第 9 巻，pp.265-271.

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.

灘岡和夫・吉野忠和・二瓶泰雄（1999）：高度化した沿岸流動数値計算法を用いた原油流出シミュレーション，海岸工学論文集，第 46 巻，pp.461-465.

灘岡和夫・吉野忠和・二瓶泰雄（2000）：沿岸海水流動数値計算法の高度化のための Dual-σ座標系の提案，土木学会論文集，No.656/Ⅱ-52，pp.183-192.

二瓶泰雄・山崎裕介・西村　司・灘岡和夫（2002）：浅水流場を対象とした三次元数値モデルの近似手法に関する検討　σ座標系と静水圧近似に着目して，海岸工学論文集，第 49 巻，pp.411-415.

藤原建紀・高橋鉄哉・山田佳昭・兼子照夫（2000）：東京湾の貧酸素水塊に外洋の海況変動がおよぼす影響，海の研究，第 9 巻，pp.303-313.

陸田秀実・市位嘉崇・秋山佳明・土井康明（2003）：局地気象モデルを用いた瀬戸内圏の風況解析と吹送流の応答特性，海岸工学論文集，第 50 巻，pp.436-440.

村上周三・持田灯・加藤信介・木村敦子（2003）：局所風況予測システム LAWEPS の開発と検証，日本流体力学会誌，ながれ，第 22 巻，第 5 号，pp.375-386.

森　信人・平口博丸・筒井純一（2000）：気象モデルを用いた波浪推算の高精度化，海岸工学論文集，第 47 巻，pp.261–265.

八木宏・片岡理英子・山口肇・藤原建紀（2003）：東京湾の外洋水進入特性に関する数値実験，海岸工学論文集，第 50 巻，pp.931–935.

柳　哲雄（1996）：東京湾・伊勢湾・大阪湾への外洋の影響に関する比較沿岸海洋学のすすめ，沿岸海洋研究，第 34 巻，pp.59–63.

山口正隆・渡辺　健・畑田佳男（1981）：大阪湾における海上風の平面分布特性について，海岸工学論文集，第 28 巻，pp.168–172.

山下隆男・加藤茂・大澤輝夫・筆保弘徳・西口英利（2003）：MM5 による冬季季節風時の沿岸域海上風場の再現性について，海岸工学論文集，第 50 巻，pp.361–365.

Black, P. G. (1983) : Ocean temperature changes induced by tropical cyclones, Ph.D. dissertation, The Pennsylvania State University.

Chang, S. W., and R. A. Anthes (1979) : The mutual response of the tropical cyclone and the ocean, J. Phys. Oceanogr., Vol.9, No.1, pp. 128–135.

Craig, P. D. (1996) : Velocity profiles and surface roughness under breaking waves, J. Geophys. Res., Vol.101, pp.1265–1277.

Delft Hydraulics (1998) : DELFT 3D–FLOW, A simulation program for hydrodynamic flows and transport in 2 and 3 dimensions ; release 3.00.

Dudhia, J. A. (1993) : nonhydrostatic version of the Penn State–NCAR Mesoscale model: Validation tests and simulation of an Atlantic cyclone and cold front, Mon. Wea. Rev., Vol.121, pp.1493–1513.

Ginis, I., and Kh. Zh. Dikinov (1989) : Modelling of the Typhoon Virginia (1978) forcing on the ocean, Meteor. Hydrol., 7, pp.53–60.

Janjic, Z. I. (1977) : Pressure gradient force and advection scheme used for forecasting with steep and small scale topography, Contrib. Atmos. Phys., Vol.50, pp.186–199.

Haney, R. L. (1991) : On the Pressure Gradient Force over Steep Topography in Sigma Coordinate Ocean Models, J. Phys. Oceanogr., Vol. 21, No. 4, pp. 610–619.

Kitaigorodskii, S. A. and J. L. Lumley (1983) : Wave–Turbulence interactions in the Upper Ocean. Part I: The Energy Balance of the Interacting Fields of Surface Wind Waves and Wind–Induced Three–Dimensional Turbulence, J. Phys. Oceanogr., Vol.13, No.11, pp.1977–1987.

Kitaigorodskii, S. A., M. A. Donelan, J. L. Lumley and E. A. Terray (1983) : Wave–Turbulence Interactions in the Upper Ocean. Part II: Statistical Characteristics of Wave and Turbulent Components of the Random Velocity Field in the Marine Surface Layer, J. Phys. Oceanogr., Vol.13, No.11, pp.1988–1999.

Leipper, D. F. (1967) : Observed ocean conditions and Hurricane Hilda, J. Atmos. Sci., 24, pp.182–196.

Mellor, G. L. (2004) : Users Guide for A Three–Dimensional, Primitive Equation, Numerical Ocean Model, http://www.aos.princeton.edu/WWWPUBLIC/htdocs.pom

Melville, W. K. and R. J. Rapp (1985) : Momentum flux in breaking waves, Nature, Vol.317, pp.514–516.

Mesinger, F. (1982) : On the convergence and error problems of the calculation of the pressure gradient force in sigma coordinate models, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., Vol.19, pp.105–117.

Mitsuyasu, H. (1985) : A note on the momentum transfer from wind to waves, J. Gophys, Res., Vol.90, pp.3343–3345.

Ohsawa, T., K. Fukao and T. Yasuda (2002) : Highly accurate simulation of the surface wind field over Ise Bay, Proc. of Coastal Environment 2002, Sep.16–18, 2002, Athens, Greece, WIT press, pp.279–288.

Pielke, R. A., W. R. Cotton, R. L. Walko, C. J. Tremback, W. A. Lyons and L. D. Grasso (1992) : A Comprehensive Meteorological Modeling System–RAMS, Meteor. Atmos. Phys., Vol.49, pp. 69–91.

Slordal, L. H. (1997) : The pressure gradient force in sigma–co–ordinate ocean models, Int. J. Numer. Methods Fluids, Vol.24, pp.987–1017.

Stelling, G. S. and J. A. TH. M. Van Kester (1994) : On the approximation of horizontal gradients in sigma co–ordinates for bathymetry with steep bottom slopes, Int. J. Numer. Methods Fluids, Vol.18, pp.915–935.

Sutyrin, G. G., and A. P. Khain (1984) : On the effect of air–ocean interaction on intensity of moving tropical cyclone, Atmos. Oceanic Phys., 20, pp.697–703.

Thorpe, S. A. (1992) : Bubble clouds and the dynamics of the upper ocean, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., Vol.118, pp.1–22.

Wada, A. (2005) : Numerical simulations of sea surface cooling by a mixed layer model during the passage of Typhoon Rex, J. Oceanogr., 61, pp. 41–57.

Xue, M., K. K. Droegemeieier, V. Wong, A. Shapiro, and K. Brewster (1995)：Advanced Reginal Prediction System, Version 4.0, Center for Analysis and Prediction of Storms, University of Oklahoma, p.380.

第２章

多重σ座標系沿岸海洋モデル CCM の開発

2.1　概説

伊勢湾を計算対象として，外洋との海水交換を適切に扱うために**図-2.1** のように外洋を含めて計算領域を設定した場合，計算領域内の水深は約 1000m から数 m まで変化するため，内湾と外洋とでは水深差が極めて大きくなる．このような条件下での海水流動の計算には複雑な海底地形を正確に表現でき，境界条件の取扱いが容易なσ座標が多用される．

本章では，σ座標によって外洋から内湾まで連続的に扱う場合，鉛直差分精度水深依存性の問題が発生し，特に海面境界条件を取扱う最上層での鉛直差分に生じる数値誤差が，湾口のみならず湾内の水温・塩分・密度分布に影響を及ぼすことを明らかにする．そして，この問題の解決のために多重σ座標系を提案し，外洋から湾内への海水進入，内湾の流速・水温・塩分・密度を精度良く扱える多重σ座標系沿岸海洋モデル CCM(Coastal ocean Current Model)を新たに開発して精度検証を行い，その有用性について述べる．

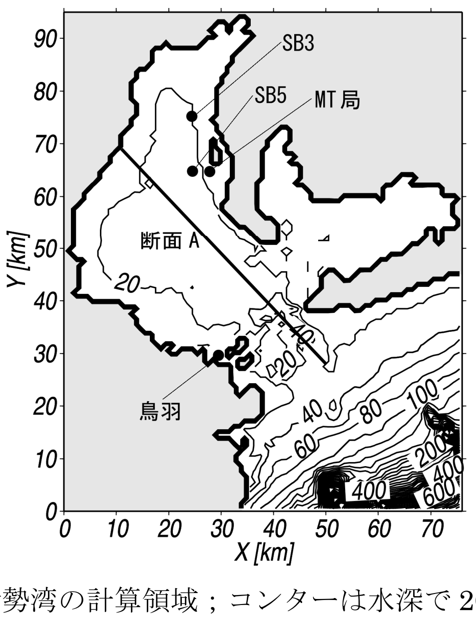


図-2.1　伊勢湾の計算領域；コンターは水深で 20m 間隔.

2.2　鉛直差分精度水深依存性の問題

σ 座標は以下のように定義される．

$$\sigma = \frac{\zeta - z}{\zeta + h} = \frac{\zeta - z}{H} \tag{2.1}$$

ここで，ζ は水面変位，h は静水深，H は全水深である．この σ 座標系では，常に海面は 0，海底は 1 と表され，海底地形に沿って計算格子が設定されるので，地形変化を正確に取扱うことができる．

式(2.1)を用いて基礎方程式系をデカルト座標系から σ 座標系に変換し，有限差分法で離散化して解く時，デカルト座標系における物理量 ϕ と σ 座標系における物理量 $\tilde{\phi}$ に関する鉛直差分の関係は次式のようになる．

$$\frac{1}{\Delta z}(\phi_{k+1} - \phi_{k-1}) = -\frac{1}{H}\frac{1}{\Delta\sigma}(\tilde{\phi}_{k+1} - \tilde{\phi}_{k-1}) \tag{2.2}$$

式(2.2)の右辺の σ 座標系の差分式では，式(2.1)から得られる $\Delta\sigma \bullet H = \Delta z$ の関係からもわかるように，$\Delta\sigma$ に水平変化を持つ全水深 H が掛けらているので，水深に依存して格子毎に歪まされた Δz を用いて差分値を求めていることになる．例えば，σ 座標系で等間隔鉛直 10 層の場合，水深 100m の外洋と 3m の内湾における Δz はそれぞれ 10m，0.3m となる(図-2.2)．式(2.2)の差分式は，図-2.3 に示されるように Δz が大きい場合や物理量の鉛直変化が大きい場合に実際の物理現象を近似し得なくなり，数値誤差を与えることになる．よって，内湾に比べて外洋ではその大水深のために鉛直差分の精度は極めて悪くなる．そして，対象とする内湾に外洋から大きな数値誤差を伴った物理量が進入する結果，内湾の物理量の計算に大きな数値誤差が生じることになる．特に，気象場と結合する場合，風による運動量輸送，日射による熱交換，降水蒸発による水収支等を扱うために物理量の鉛直変化が大きくなり，この問題に対してより注意が必要となる．この

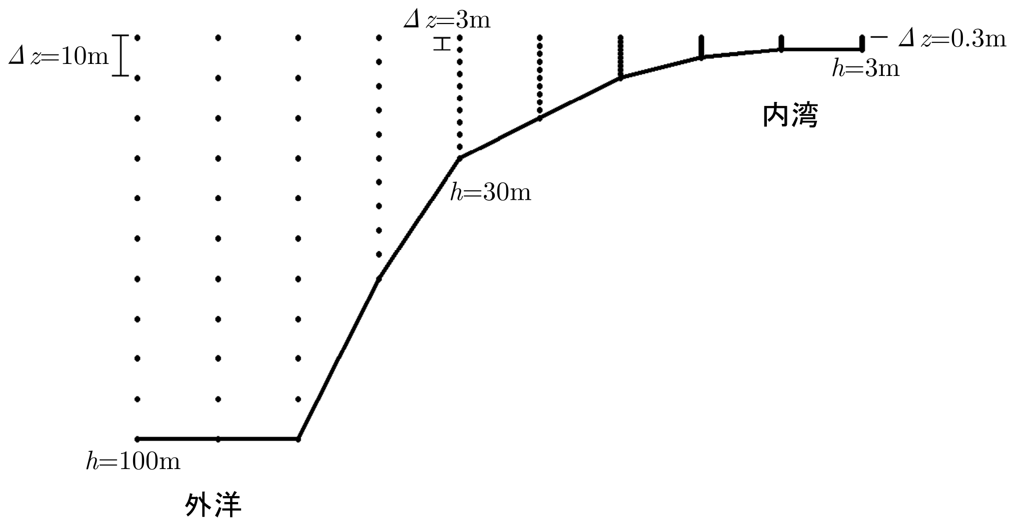


図-2.2　σ 座標の選点；黒点・が選点を示す．

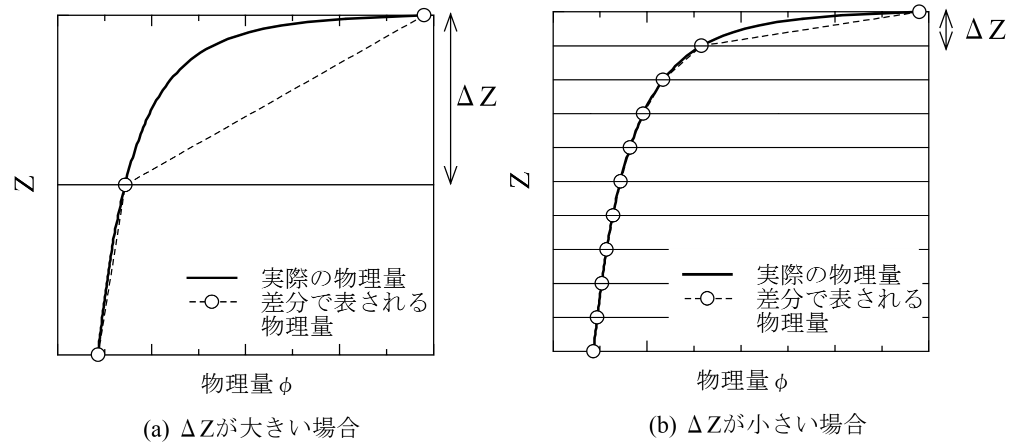


図-2.3　Δz と差分精度の関係

ように外洋から内湾までを連続的に解く場合，鉛直差分精度が水深に依存することが大きな問題となってくる．

この問題の単純な解決策としては，鉛直層数を増やす方法，あるいは海面付近での層間隔を密にするという不等間隔層の方法が考えられる．しかし，いずれの方法も，内湾と外洋の Δz の大きさに差をなくすためには，相当な数の鉛直層にするか，極端な不等間隔層にする必要があり，却って計算時間の増大や計算の不安定性を招来することになり，決定的な解決策とはならない．

2.3　多重σ座標

本研究では鉛直差分精度の水深依存性の問題を解決するために，多重σ座標を提案する．これは，計算領域を鉛直方向に多数に分割し，各領域に対してそれぞれσ座標を適用するものである．この多重σ座標の定義は，分割した領域を海面から順にⅠ，Ⅱ，Ⅲ，･･･として次のようになる．

$$\sigma_{\mathrm{I}} = \frac{\zeta - z}{\zeta + h_{\mathrm{I}}} = \frac{\zeta - z}{H_{\mathrm{I}}} \qquad -h_{\mathrm{I}} \leqq z < \zeta \tag{2.3}$$

$$\sigma_{\mathrm{II}} = \frac{-S_{\mathrm{I}} - z}{h_{\mathrm{II}}} = \frac{-S_{\mathrm{I}} - z}{H_{\mathrm{II}}} \qquad -h_{\mathrm{II}} \leqq z < h_{\mathrm{I}} \tag{2.4}$$

$$\sigma_{\mathrm{III}} = \frac{-S_{\mathrm{II}} - z}{h_{\mathrm{III}}} = \frac{-S_{\mathrm{II}} - z}{H_{\mathrm{III}}} \qquad -h_{\mathrm{III}} \leqq z < h_{\mathrm{II}} \tag{2.5}$$

$$\begin{cases} h_{\mathrm{I}} = h & h \leqq S_{\mathrm{I}} \text{ の場合（領域Ⅱ以深は考えない）} \\ h_{\mathrm{I}} = S_{\mathrm{I}} & h > S_{\mathrm{I}} \text{ の場合} \end{cases}$$

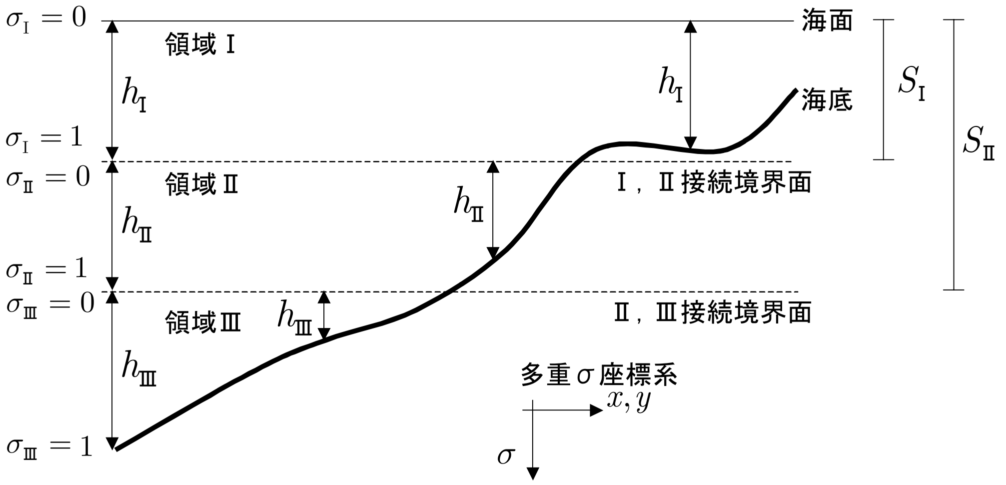


図-2.4　多重σ座標

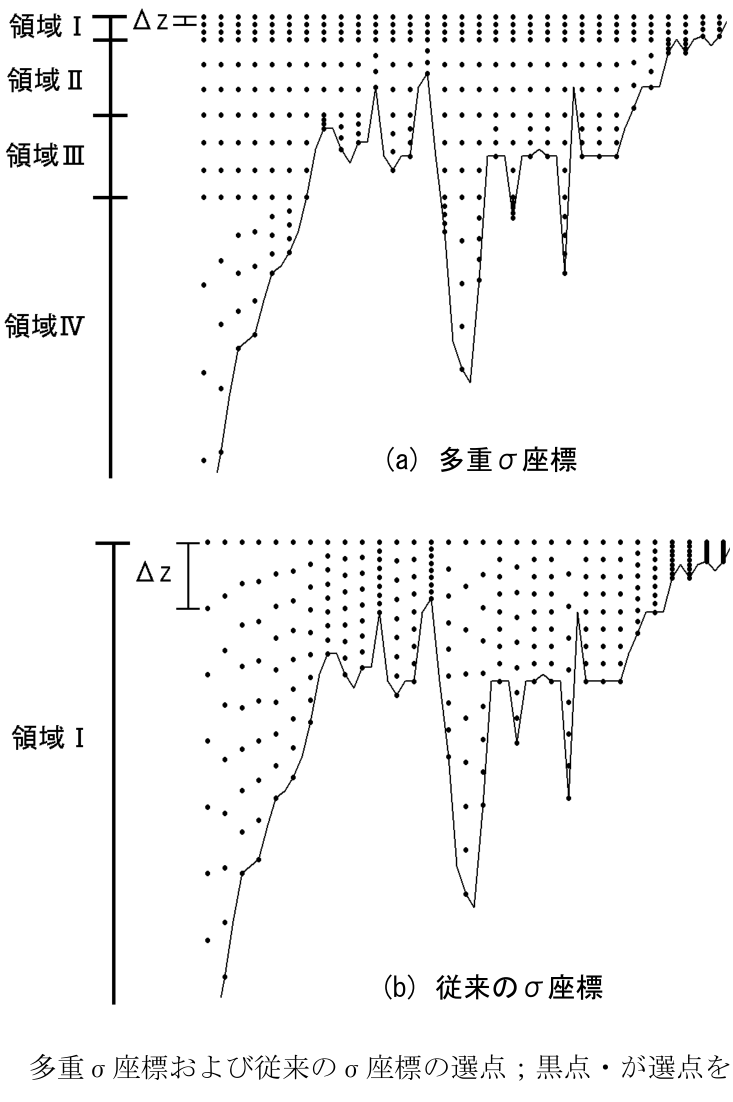


図-2.5　多重σ座標および従来のσ座標の選点；黒点・が選点を示す.

$$\begin{cases} h_{\mathrm{II}} = h - S_{\mathrm{I}} & h \leqq S_{\mathrm{II}} \text{ の場合（領域Ⅲ以深は考えない）} \\ h_{\mathrm{II}} = S_{\mathrm{II}} - S_{\mathrm{I}} & h > S_{\mathrm{II}} \text{ の場合} \end{cases}$$

$$\begin{cases} h_{\mathrm{III}} = h - S_{\mathrm{I}} & h \leqq S_{\mathrm{III}} \text{ の場合（領域Ⅳ以深は考えない）} \\ h_{\mathrm{III}} = S_{\mathrm{III}} - S_{\mathrm{II}} & h > S_{\mathrm{III}} \text{ の場合} \end{cases}$$

ここでは，代表して領域Ⅰ，Ⅱ，Ⅲのσ座標の定義のみを記したが領域Ⅳ以深についても同様である．また，S_{I} は z =0 から領域ⅠとⅡ，S_{II} は z =0 から領域ⅡとⅢ，S_{III} は z =0 から領域ⅢとⅣのそれぞれの接続境界面までの距離であり，これらの S を境界面水深と呼ぶ．このようにして定義された多重σ座標を**図-2.4** に示す．また，実際の伊勢湾の断面において多重σ座標の選点と従来のσ座標の選点を比較したものが**図-2.5** である．**図-2.5** の従来のσ座標では Δz が水深変化の影響を受け内湾と外洋で大きな差があるのがわかる．これに対して多重σ座標では，海面直下の領域Ⅰを狭くすることで領域Ⅰから水深変化の影響を排除することができ，内湾と外洋の Δz は同じとなる．よって，気象場との結合計算において本質的に重要となる最上層での鉛直差分精度の水深依存性を解消することが可能となる．また，領域を多重に分割することで，海底の近傍以外も鉛直差分精度の水深依存性を解消できる．さらに，地形が急峻であっても，海底を含まない領域での水平差分は，デカルト座標系のものと同じになるため，従来から問題にされて来た水平圧力勾配項や水平拡散項の数値誤差の問題も改善できる．

多重σ座標はσ座標の適用領域数 N と境界面水深 S の決め方に任意性があり，物理特性や計算時間等を考慮した決め方をしなければならない．まず，S_{I} は先にも述べたように海面境界条件を取扱う最上層の鉛直差分精度を重視して，水深変化の影響を完全に排除するために 3m 程度に浅く取ることにする．それより下層の S_{II} 以深は，できるだけ水平方向で Δz が一定となるようにするのが望ましい．実際にσ座標の適用領域数 N，境界面水深 S がどの程度であれば良いかは，2.5 節において検討する．

2.4　沿岸海洋モデル CCM

本節では，沿岸海洋モデル CCM(Coastal ocean Current Model)について述べる．CCM の最大の特徴は，外洋から沿岸への海水進入，沿岸域の流速・水温・塩分・密度を精度良く扱える多重σ座標系を用いていることである．計算対象は，主に沿岸や内湾域であるが深海域などさまざまな場所に対応できるように，多重σ座標の適用領域数 N が任意の数に設定できるようプログラムされている．基礎方程式は，プリミティブ方程式系，乱流モデルは，Mellor-Yamada Level2.5 乱流クロージャーモデル(Mellor ら，1982)であり，これらは有限差分法で離散化されている．そして，境界条件として潮位，風による運動量輸送，日射による熱交換，降水蒸発による水収支，大気圧，河川流入が扱える．以下でこれらについて詳しく述べる．

2.4.1　基礎方程式

基礎方程式は，平均流に対する方程式で，以下に示す連続式，Navier-Stokes 方程式(N-S 式)，水温・塩分の拡散方程式，密度の状態方程式の 7 つである．

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}=0 \tag{2.6}$$

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}-fv=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_x\frac{\partial u}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_y\frac{\partial u}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_z\frac{\partial u}{\partial z}\right) \tag{2.7}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z}+fu=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_x\frac{\partial v}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_y\frac{\partial v}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_z\frac{\partial v}{\partial z}\right) \tag{2.8}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t}+u\frac{\partial w}{\partial x}+v\frac{\partial w}{\partial y}+w\frac{\partial w}{\partial z}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_x\frac{\partial w}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_y\frac{\partial w}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_z\frac{\partial w}{\partial z}\right)-g \tag{2.9}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}+u\frac{\partial T}{\partial x}+v\frac{\partial T}{\partial y}+w\frac{\partial T}{\partial z}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_{Tx}\frac{\partial T}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_{Ty}\frac{\partial T}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_{Tz}\frac{\partial T}{\partial z}\right)+q \tag{2.10}$$

$$\frac{\partial S}{\partial t}+u\frac{\partial S}{\partial x}+v\frac{\partial S}{\partial y}+w\frac{\partial S}{\partial z}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_{Sx}\frac{\partial S}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_{Sy}\frac{\partial S}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_{Sz}\frac{\partial S}{\partial z}\right) \tag{2.11}$$

$$\rho=\rho(T,S) \tag{2.12}$$

ここで，u，v，w はそれぞれ x，y，z 方向の流速(m/s)，T は水温(℃)，S は塩分(psu)，ρ は水の密度(kg/m^3)，P は圧力(Pa)，g は重力加速度(m/s^2)，f はコリオリパラメータ(rad/s)，ν_x，ν_y，ν_z は渦動粘性係数(m^2/s)，ν_{Tx}，ν_{Ty}，ν_{Tz} は水温に関する渦拡散係数(m^2/s)，ν_{Sx}，ν_{Sy}，ν_{Sz} は塩分に関する渦拡散係数(m^2/s)，q (℃/s)は短波放射による熱生成項である．渦動粘性係数および渦拡散係数は，2.4.6 節で述べる乱流モデルによって与え，短波放射による熱生成項は，Clayton ら(1977)による次式で与える．

$$q=-\frac{1}{\rho c_p}\frac{\partial}{\partial z}\left[Q_S\left\{0.78\exp\left(\frac{-z}{1.4}\right)+0.22\exp\left(\frac{-z}{7.9}\right)\right\}\right] \tag{2.13}$$

ここで，Q_S は短波放射(W/m^2)，c_p は水の比熱(J・kg^{-1}・℃$^{-1}$)である．また，式(2.12)は水温と塩分

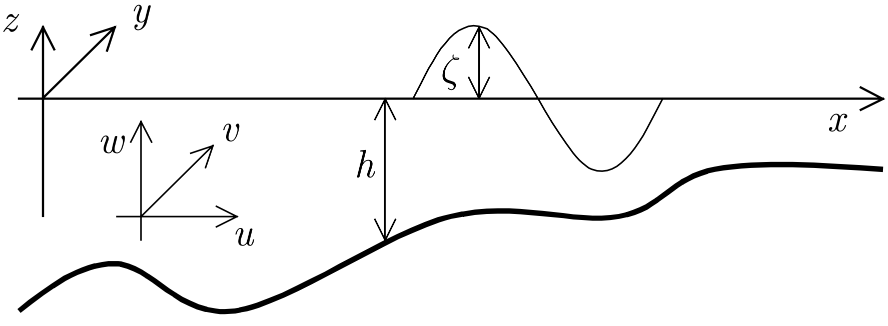


図-2.6　デカルト座標系とその変数

を独立変数とする方程式で，CCM では次式の UNESCO(1981)の状態方程式を使用する．

$$\begin{aligned}\rho = \rho_w \ &+\ S\Big\{0.824493\ +\ (-4.0899\times10^{-3})T\ +\ (7.6438\times10^{-5})T^2 \\ &+ (-8.2467\times10^{-7})T^3\ +\ (5.3875\times10^{-9})T^4\Big\} +\ S^{1.5}\Big\{-5.72466\times10^{-3} \\ &+ (1.0227\times10^{-4})T\ +\ (-1.6546\times10^{-6})T^2\Big\} +\ S^2(4.8314\times10^{-4})\end{aligned} \tag{2.14}$$

$$\begin{aligned}\rho_w &= 999.842594\ +\ (6.793952\times10^{-2})T\ -\ (9.095290\times10^{-3})T^2 \\ &+ (1.001685\times10^{-4})T^3\ -\ (1.120083\times10^{-6})T^4\ +\ (6.536332\times10^{-9})T^5\end{aligned} \tag{2.15}$$

式(2.9)において，移流項や粘性項が圧力項や重力項に比べて十分小さいと仮定すると(静水圧近似)，次式となる．

$$0 = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial z} - g \tag{2.16}$$

この静水圧近似は，海洋の大規模な現象において良い精度で成立することが知られている(二瓶ら，2002)．続いて，ブジネスク近似を適用する．密度の変化量は小さく，ρ は定数部分 ρ_0 とそれかからのずれ ρ' で表すことができるとして，

$$\rho(x,y,z,t) = \rho_0 + \rho'(x,y,z,t) \tag{2.17}$$

とする．ただし，$\rho_0 \gg \rho'$ である．式(2.17)を式(2.16)に代入してから，鉛直方向に z から水面 $\zeta(x,y,t)$ まで積分すると(ζ は基準水面 $z=0$ から水面までの高さと定義する)，次式となる．

$$P_a - P = -g\rho_0(\zeta - z) - g\int_z^\zeta \rho' dz \tag{2.18}$$

ただし，P_a は大気圧(Pa)であり，外力として与えるものとする．式(2.18)，式(2.17)を式(2.7)および式(2.8)に代入すると，

$$\frac{Du}{Dt} - fv = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P_a}{\partial x} - g\frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{g}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial x}\left(\int_z^\zeta \rho' dz\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_x\frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_y\frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_z\frac{\partial u}{\partial z}\right) \tag{2.19}$$

$$\frac{Dv}{Dt} + fu = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P_a}{\partial y} - g\frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{g}{\rho_0}\frac{\partial}{\partial y}\left(\int_z^\zeta \rho' dz\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_x\frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_y\frac{\partial v}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_z\frac{\partial v}{\partial z}\right) \tag{2.20}$$

となる．ただし，

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial x} + v\frac{\partial}{\partial y} + w\frac{\partial}{\partial z} \tag{2.21}$$

である．これまでの過程で，z 方向の N−S 式および圧力 P は消去されたが，新たな未知数として水面変位 ζ が加えられた．そこで，ζ を求めるための方程式を導く．連続式である式(2.6)を底面 $-h$ から水面 ζ まで積分すると次式となる．

$$\int_{-h}^\zeta \frac{\partial u}{\partial x}dz + \int_{-h}^\zeta \frac{\partial v}{\partial y}dz + w\big|_{z=\zeta} - w\big|_{z=-h} = 0 \tag{2.22}$$

ここで，

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial x}\int_{-h(x)}^{\zeta(x)} u(x)\,dz &= \lim_{\Delta x\to 0}\frac{1}{\Delta x}\left\{\int_{-h(x+\Delta x)}^{\zeta(x+\Delta x)} u(x+\Delta x)\,dz - \int_{-h(x)}^{\zeta(x)} u(x)\,dz\right\} \\
&= \lim_{\Delta x\to 0}\frac{1}{\Delta x}\left\{\int_{-h}^{\zeta}\left(u+\frac{\partial u}{\partial x}\Delta x+\cdots\right)+\left(u+\frac{\partial u}{\partial x}\Delta x+\cdots\right)\left(\frac{\partial \zeta}{\partial x}\Delta x+\cdots\right)\Big|_{z=\zeta}\right. \\
&\quad \left. +\left(u+\frac{\partial u}{\partial x}\Delta x+\cdots\right)\left(-\frac{\partial h}{\partial x}\Delta x+\cdots\right)\Big|_{z=-h} - \int_{-h}^{\zeta} u dz\right\} \\
&= \int_{-h}^{\zeta}\frac{\partial u}{\partial x}dz + u\frac{\partial \zeta}{\partial x}\Big|_{z=\zeta} - u\frac{\partial h}{\partial x}\Big|_{z=-h}
\end{aligned}
\tag{2.23}
$$

であり，断面平均流速

$$
U \equiv \frac{1}{H}\int_{-h}^{\zeta} u dz \tag{2.24}
$$

$$
V \equiv \frac{1}{H}\int_{-h}^{\zeta} v dz \tag{2.25}
$$

を定義すると(ただし，$H=\zeta+h$)，式(2.23)は次式となる．

$$
\int_{-h}^{\zeta}\frac{\partial u}{\partial x}dz = \frac{\partial}{\partial x}(UH) - u\frac{\partial \zeta}{\partial x}\Big|_{z=\zeta} + u\frac{\partial h}{\partial x}\Big|_{z=-h} \tag{2.26}
$$

同様にして，次式を得る．

$$
\int_{-h}^{\zeta}\frac{\partial v}{\partial y}dz = \frac{\partial}{\partial y}(VH) - v\frac{\partial \zeta}{\partial y}\Big|_{z=\zeta} + v\frac{\partial h}{\partial y}\Big|_{z=-h} \tag{2.27}
$$

また，海面の運動学的境界条件式は，

$$
w = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u\frac{\partial \zeta}{\partial x} + v\frac{\partial \zeta}{\partial y} \qquad \text{on} \quad z=\zeta \tag{2.28}
$$

であり，底面の運動学的境界条件式は，

$$
w = -u\frac{\partial h}{\partial x} - v\frac{\partial h}{\partial y} \qquad \text{on} \quad z=-h \tag{2.29}
$$

である．式(2.26)～式(2.29)を式(2.22)に代入すると，次式が得られる．

$$
\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(UH) - \frac{\partial}{\partial y}(VH) \tag{2.30}
$$

これによって ζ を求めることができる．

以上より，式(2.19)，式(2.20)，式(2.6)，式(2.10)，式(2.11)，式(2.12)，式(2.30)の 7 つの方程式を，改めて CCM の基礎方程式とする．そして，式(2.19)で u を，式(2.20)で v を，式(2.6)で w を，式(2.10)で T を，式(2.11)で S を，式(2.12)で ρ を，式(2.30)で ζ を求める．

2.4.2　多重 σ 座標系への変換

本節において，基礎方程式をデカルト座標系から多重 σ 座標系へ変換する．ここでは，領域Ⅰおよび領域Ⅱについてのみ述べるが，領域Ⅲ以深についても領域Ⅱと同様に考えることができる

ので省略する．デカルト座標系と多重σ座標系の物理量の関係は以下となる．ただし，~は多重σ座標系の物理量を表す．

$$u(x,y,z,t)=\begin{cases}\tilde{u}\left(x,y,\sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta(x,y,t),h_{\mathrm{I}}(x,y),z\right),t\right) & \text{領域 I の場合}\\ \tilde{u}\left(x,y,\sigma_{\mathrm{II}}\left(h_{\mathrm{II}}(x,y),z\right),t\right) & \text{領域 II の場合}\\ \vdots & \vdots\end{cases} \tag{2.31}$$

$$v(x,y,z,t)=\begin{cases}\tilde{v}\left(x,y,\sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta(x,y,t),h_{\mathrm{I}}(x,y),z\right),t\right) & \text{領域 I の場合}\\ \tilde{v}\left(x,y,\sigma_{\mathrm{II}}\left(h_{\mathrm{II}}(x,y),z\right),t\right) & \text{領域 II の場合}\\ \vdots & \vdots\end{cases} \tag{2.32}$$

$$T(x,y,z,t)=\begin{cases}\tilde{T}\left(x,y,\sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta(x,y,t),h_{\mathrm{I}}(x,y),z\right),t\right) & \text{領域 I の場合}\\ \tilde{T}\left(x,y,\sigma_{\mathrm{II}}\left(h_{\mathrm{II}}(x,y),z\right),t\right) & \text{領域 II の場合}\\ \vdots & \vdots\end{cases} \tag{2.33}$$

$$S(x,y,z,t)=\begin{cases}\tilde{S}\left(x,y,\sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta(x,y,t),h_{\mathrm{I}}(x,y),z\right),t\right) & \text{領域 I の場合}\\ \tilde{S}\left(x,y,\sigma_{\mathrm{II}}\left(h_{\mathrm{II}}(x,y),z\right),t\right) & \text{領域 II の場合}\\ \vdots & \vdots\end{cases} \tag{2.34}$$

$$\rho(x,y,z,t)=\begin{cases}\tilde{\rho}\left(x,y,\sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta(x,y,t),h_{\mathrm{I}}(x,y),z\right),t\right) & \text{領域 I の場合}\\ \tilde{\rho}\left(x,y,\sigma_{\mathrm{II}}\left(h_{\mathrm{II}}(x,y),z\right),t\right) & \text{領域 II の場合}\\ \vdots & \vdots\end{cases} \tag{2.35}$$

u および v はそれぞれ x， y 方向の距離の時間微分であり， T， S および ρ はスカラー量であるので，これらの物理量は z 方向の変化率とは無関係である．よって，式(2.3)～式(2.5)を適用して式(2.31)～式(2.35)が成り立つ．これに対して， w は z 方向の距離の時間微分が σ 方向の距離の時間微分に変わるので次式の関係となる．

領域 I ：

$$\begin{aligned}\omega_{\mathrm{I}} &= \lim_{\Delta t\to 0}\frac{1}{\Delta t}\Big\{\sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta\left(x+\tilde{u}\Delta t,y+\tilde{v}\Delta t,t+\Delta t\right),h_{\mathrm{I}}\left(x+\tilde{u}\Delta t,y+\tilde{v}\Delta t\right),z+w\Delta t\right)\\ &\qquad -\sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta\left(x,y,t\right),h_{\mathrm{I}}\left(x,y\right),z\right)\Big\}\\ &= \frac{1}{H_{\mathrm{I}}}\left\{-w+\left(1-\sigma_{\mathrm{I}}\right)\left(\frac{\partial\zeta}{\partial t}+\tilde{u}\frac{\partial\zeta}{\partial x}+\tilde{v}\frac{\partial\zeta}{\partial y}\right)-\sigma_{\mathrm{I}}\left(\tilde{u}\frac{\partial h_{\mathrm{I}}}{\partial x}+\tilde{v}\frac{\partial h_{\mathrm{I}}}{\partial y}\right)\right\}\end{aligned} \tag{2.36}$$

領域 II ：

$$\omega_{\mathrm{II}} = -\frac{1}{H_{\mathrm{II}}}\left\{-w-\sigma_{\mathrm{II}}\left(\tilde{u}\frac{\partial h_{\mathrm{II}}}{\partial x}+\tilde{v}\frac{\partial h_{\mathrm{II}}}{\partial y}\right)\right\} \tag{2.37}$$

ここで，ω_{I}は領域Ⅰにおけるσ_{I}方向の流速であり，ω_{II}は領域Ⅱにおけるσ_{II}方向の流速である．また，水面変位ζは独立変数がu，v，tであるので，デカルト座標系と多重σ座標系で全く同じとなる．

次に，デカルト座標系の物理量ϕ（ϕはu，v，w，T，S，ρのいずれか）と多重σ座標系の物理量$\tilde{\phi}$のx，y，z，tの微分演算の関係式を求める．領域Ⅰのx微分の関係式は，

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial \phi}{\partial x} &= \lim_{\Delta x \to 0} \frac{1}{\Delta x}\left\{\tilde{\phi}\left(x+\Delta x, \sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta(x+\Delta x), h_{\mathrm{I}}(x+\Delta x)\right)\right) - \tilde{\phi}\left(x, \sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta(x), h_{\mathrm{I}}(x)\right)\right)\right\} \\
&= \lim_{\Delta x \to 0} \frac{1}{\Delta x}\left\{\tilde{\phi}\left(x+\Delta x, \sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta(x)+\frac{\partial \zeta(x)}{\partial x}\Delta x+\cdots, h_{\mathrm{I}}(x)+\frac{\partial h_{\mathrm{I}}(x)}{\partial x}\Delta x+\cdots\right)\right)\right. \\
&\qquad \left. -\tilde{\phi}\left(x, \sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta(x), h_{\mathrm{I}}(x)\right)\right)\right\} \\
&= \lim_{\Delta x \to 0} \frac{1}{\Delta x}\left\{\tilde{\phi}\left(x+\Delta x, \sigma_{\mathrm{I}}(\zeta(x), h_{\mathrm{I}}(x)) + \frac{\partial \sigma_{\mathrm{I}}(\zeta(x), h_{\mathrm{I}}(x))}{\partial \zeta}\left(\frac{\partial \zeta(x)}{\partial x}\Delta x+\cdots\right)+\right.\right. \\
&\qquad \left.\left. +\frac{\partial \sigma_{\mathrm{I}}(\zeta(x), h_{\mathrm{I}}(x))}{\partial h_{\mathrm{I}}}\left(\frac{\partial h_{\mathrm{I}}(x)}{\partial x}\Delta x+\cdots\right)+\cdots\right) - \tilde{\phi}\left(x, \sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta(x), h_{\mathrm{I}}(x)\right)\right)\right\} \\
&= \lim_{\Delta x \to 0} \frac{1}{\Delta x}\left\{\tilde{\phi}\left(x, \sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta(x), h_{\mathrm{I}}(x)\right)\right) + \frac{\partial \tilde{\phi}\left(x, \sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta(x), h_{\mathrm{I}}(x)\right)\right)}{\partial x}\Delta x + \frac{\partial \tilde{\phi}\left(x, \sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta(x), h_{\mathrm{I}}(x)\right)\right)}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}\right. \\
&\qquad \bullet\left(\frac{\partial \sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta(x), h_{\mathrm{I}}(x)\right)}{\partial \zeta}\left(\frac{\partial \zeta(x)}{\partial x}\Delta x+\cdots\right)+\frac{\partial \sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta(x), h_{\mathrm{I}}(x)\right)}{\partial h_{\mathrm{I}}}\left(\frac{\partial h_{\mathrm{I}}(x)}{\partial x}\Delta x+\cdots\right)+\cdots\right)+\cdots \\
&\qquad \left. -\tilde{\phi}\left(x, \sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta(x), h_{\mathrm{I}}(x)\right)\right)\right\} \\
&= \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}\left(\frac{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}{\partial \zeta}\frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}{\partial h_{\mathrm{I}}}\frac{\partial h_{\mathrm{I}}}{\partial x}\right)
\end{aligned}
\tag{2.38}
$$

となる．ここで，式(2.3)から得られる次式を

$$
\frac{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}{\partial \zeta} = \frac{1}{H_{\mathrm{I}}}\left(1-\sigma_{\mathrm{I}}\right) \tag{2.39}
$$

$$
\frac{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}{\partial h_{\mathrm{I}}} = -\frac{1}{H_{\mathrm{I}}}\sigma_{\mathrm{I}} \tag{2.40}
$$

式(2.38)に代入することで，次式が得られる．

$$
\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial x} + \frac{1}{H_{\mathrm{I}}} Q_{x\mathrm{I}} \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}} \tag{2.41}
$$

ただし，

$$
Q_{x\mathrm{I}} \equiv \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \sigma_{\mathrm{I}}\frac{\partial H_{\mathrm{I}}}{\partial x} \tag{2.42}
$$

$$
Q_{y\mathrm{I}} \equiv \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \sigma_{\mathrm{I}}\frac{\partial H_{\mathrm{I}}}{\partial y} \tag{2.43}
$$

である．領域Ⅱの x 微分の関係式も，同様に考えて次式となる．

$$\frac{\partial\phi}{\partial x}=\frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial x}+\frac{1}{H_{\mathrm{II}}}Q_{x\mathrm{II}}\frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial\sigma_{\mathrm{II}}} \tag{2.44}$$

ただし，

$$Q_{x\mathrm{II}}\equiv-\sigma_{\mathrm{II}}\frac{\partial H_{\mathrm{II}}}{\partial x} \tag{2.45}$$

$$Q_{y\mathrm{II}}\equiv-\sigma_{\mathrm{II}}\frac{\partial H_{\mathrm{II}}}{\partial y} \tag{2.46}$$

である． y ， z ， t 微分の微分演算の関係式に関しても同様に考えることができ，以下となる．

領域Ⅰ：

$$\frac{\partial\phi}{\partial y}=\frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial y}+\frac{1}{H_{\mathrm{I}}}Q_{y\mathrm{I}}\frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial\sigma_{\mathrm{I}}} \tag{2.47}$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial z}=-\frac{1}{H_{\mathrm{I}}}\frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial\sigma_{\mathrm{I}}} \tag{2.48}$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial t}=\frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial t}+\frac{1}{H_{\mathrm{I}}}(1-\sigma_{\mathrm{I}})\frac{\partial\zeta}{\partial t}\frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial\sigma_{\mathrm{I}}} \tag{2.49}$$

領域Ⅱ：

$$\frac{\partial\phi}{\partial x}=\frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial x}+\frac{1}{H_{\mathrm{II}}}Q_{x\mathrm{II}}\frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial\sigma_{\mathrm{II}}} \tag{2.50}$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial z}=-\frac{1}{H_{\mathrm{II}}}\frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial\sigma_{\mathrm{II}}} \tag{2.51}$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial t}=\frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial t} \tag{2.52}$$

次に，式(2.31)～式(2.37)および式(2.41)～式(2.52)を用いて，基礎方程式をデカルト座標系から多重σ座標系へ変換する．

領域Ⅰ：

$$\frac{1}{H_{\mathrm{I}}}\frac{\partial}{\partial x}(\tilde{u}H_{\mathrm{I}})+\frac{1}{H_{\mathrm{I}}}\frac{\partial}{\partial y}(\tilde{v}H_{\mathrm{I}})-\frac{\partial\omega_{\mathrm{I}}}{\partial\sigma_{\mathrm{I}}}+\frac{1}{H_{\mathrm{I}}}\frac{\partial\zeta}{\partial t}=0 \tag{2.53}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial\tilde{u}}{\partial t}+\tilde{u}\frac{\partial\tilde{u}}{\partial x}+\tilde{v}\frac{\partial\tilde{u}}{\partial y}+\omega_{\mathrm{I}}\frac{\partial\tilde{u}}{\partial\sigma_{\mathrm{I}}}-f\tilde{v}= & -g\frac{\partial\zeta}{\partial x}-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P_a}{\partial x}\\ & -\frac{g}{\rho_0}\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(H_{\mathrm{I}}\int_0^{\sigma_{\mathrm{I}}}\tilde{\rho}'d\sigma_{\mathrm{I}}\right)+Q_{x\mathrm{I}}\frac{\partial}{\partial\sigma_{\mathrm{I}}}\left(\int_0^{\sigma_{\mathrm{I}}}\tilde{\rho}'d\sigma_{\mathrm{I}}\right)\right\}\\ & +\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_x\frac{\partial\tilde{u}}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_y\frac{\partial\tilde{u}}{\partial y}\right)+\frac{1}{H_{\mathrm{I}}^2}\frac{\partial}{\partial\sigma_{\mathrm{I}}}\left(\nu_z\frac{\partial\tilde{u}}{\partial\sigma_{\mathrm{I}}}\right)\end{aligned} \tag{2.54}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t}+\tilde{u}\frac{\partial \tilde{v}}{\partial x}+\tilde{v}\frac{\partial \tilde{v}}{\partial y}+\omega_{\mathrm{I}}\frac{\partial \tilde{v}}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}+f\tilde{u}= &-g\frac{\partial \zeta}{\partial y}-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P_a}{\partial y}\\ &-\frac{g}{\rho_0}\left\{\frac{\partial}{\partial y}\left(H_{\mathrm{I}}\int_0^{\sigma_{\mathrm{I}}}\tilde{\rho}' d\sigma_{\mathrm{I}}\right)+Q_{y\mathrm{I}}\frac{\partial}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}\left(\int_0^{\sigma_{\mathrm{I}}}\tilde{\rho}' d\sigma_{\mathrm{I}}\right)\right\}\\ &+\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_x\frac{\partial \tilde{v}}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_y\frac{\partial \tilde{v}}{\partial y}\right)+\frac{1}{H_{\mathrm{I}}^2}\frac{\partial}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}\left(\nu_z\frac{\partial \tilde{v}}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}\right)\end{aligned} \tag{2.55}$$

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t}+\tilde{u}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial x}+\tilde{v}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial y}+\omega_{\mathrm{I}}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_{Tx}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_{Ty}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial y}\right)+\frac{1}{H_{\mathrm{I}}^2}\frac{\partial}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}\left(\nu_{Tz}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}\right)+\tilde{q} \tag{2.56}$$

$$\frac{\partial \tilde{S}}{\partial t}+\tilde{u}\frac{\partial \tilde{S}}{\partial x}+\tilde{v}\frac{\partial \tilde{S}}{\partial y}+\omega_{\mathrm{I}}\frac{\partial \tilde{S}}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_{Sx}\frac{\partial \tilde{S}}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_{Sy}\frac{\partial \tilde{S}}{\partial y}\right)+\frac{1}{H_{\mathrm{I}}^2}\frac{\partial}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}\left(\nu_{Sz}\frac{\partial \tilde{S}}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}\right) \tag{2.57}$$

領域Ⅱ：

$$\frac{1}{H_{\mathrm{II}}}\frac{\partial}{\partial x}(\tilde{u}H_{\mathrm{II}})+\frac{1}{H_{\mathrm{II}}}\frac{\partial}{\partial y}(\tilde{v}H_{\mathrm{II}})-\frac{\partial \omega_{\mathrm{II}}}{\partial \sigma_{\mathrm{II}}}=0 \tag{2.58}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t}+\tilde{u}\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x}+\tilde{v}\frac{\partial \tilde{u}}{\partial y}+\omega_{\mathrm{II}}\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \sigma_{\mathrm{II}}}-f\tilde{v}= &-g\frac{\partial \zeta}{\partial x}-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P_a}{\partial x}\\ &-\frac{g}{\rho_0}\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(H_{\mathrm{I}}\int_0^1\tilde{\rho}' d\sigma_{\mathrm{I}}+H_{\mathrm{II}}\int_0^{\sigma_{\mathrm{II}}}\tilde{\rho}' d\sigma_{\mathrm{II}}\right)\right.\\ &\qquad\left.+\frac{1}{H_{\mathrm{II}}}Q_{x\mathrm{II}}\frac{\partial}{\partial \sigma_{\mathrm{II}}}\left(H_{\mathrm{I}}\int_0^1\tilde{\rho}' d\sigma_{\mathrm{I}}+H_{\mathrm{II}}\int_0^{\sigma_{\mathrm{II}}}\tilde{\rho}' d\sigma_{\mathrm{II}}\right)\right\}\\ &+\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_x\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_y\frac{\partial \tilde{u}}{\partial y}\right)+\frac{1}{H_{\mathrm{II}}^2}\frac{\partial}{\partial \sigma_{\mathrm{II}}}\left(\nu_z\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \sigma_{\mathrm{II}}}\right)\end{aligned} \tag{2.59}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t}+\tilde{u}\frac{\partial \tilde{v}}{\partial x}+\tilde{v}\frac{\partial \tilde{v}}{\partial y}+\omega_{\mathrm{II}}\frac{\partial \tilde{v}}{\partial \sigma_{\mathrm{II}}}+f\tilde{u}= &-g\frac{\partial \zeta}{\partial y}-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P_a}{\partial y}\\ &-\frac{g}{\rho_0}\left\{\frac{\partial}{\partial y}\left(H_{\mathrm{I}}\int_0^1\tilde{\rho}' d\sigma_{\mathrm{I}}+H_{\mathrm{II}}\int_0^{\sigma_{\mathrm{II}}}\tilde{\rho}' d\sigma_{\mathrm{II}}\right)\right.\\ &\qquad\left.+\frac{1}{H_{\mathrm{II}}}Q_{y\mathrm{II}}\frac{\partial}{\partial \sigma_{\mathrm{II}}}\left(H_{\mathrm{I}}\int_0^1\tilde{\rho}' d\sigma_{\mathrm{I}}+H_{\mathrm{II}}\int_0^{\sigma_{\mathrm{II}}}\tilde{\rho}' d\sigma_{\mathrm{II}}\right)\right\}\\ &+\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_x\frac{\partial \tilde{v}}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_y\frac{\partial \tilde{v}}{\partial y}\right)+\frac{1}{H_{\mathrm{II}}^2}\frac{\partial}{\partial \sigma_{\mathrm{II}}}\left(\nu_z\frac{\partial \tilde{v}}{\partial \sigma_{\mathrm{II}}}\right)\end{aligned} \tag{2.60}$$

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t}+\tilde{u}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial x}+\tilde{v}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial y}+\omega_{\mathrm{II}}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \sigma_{\mathrm{II}}}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_{Tx}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_{Ty}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial y}\right)+\frac{1}{H_{\mathrm{II}}^2}\frac{\partial}{\partial \sigma_{\mathrm{II}}}\left(\nu_{Tz}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial \sigma_{\mathrm{II}}}\right)+\tilde{q} \tag{2.61}$$

$$\frac{\partial \tilde{S}}{\partial t}+\tilde{u}\frac{\partial \tilde{S}}{\partial x}+\tilde{v}\frac{\partial \tilde{S}}{\partial y}+\omega_{\mathrm{II}}\frac{\partial \tilde{S}}{\partial \sigma_{\mathrm{II}}}=\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_{Sx}\frac{\partial \tilde{S}}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_{Sy}\frac{\partial \tilde{S}}{\partial y}\right)+\frac{1}{H_{\mathrm{II}}^2}\frac{\partial}{\partial \sigma_{\mathrm{II}}}\left(\nu_{Sz}\frac{\partial \tilde{S}}{\partial \sigma_{\mathrm{II}}}\right) \tag{2.62}$$

全領域共通：

$$\tilde{\rho}=\tilde{\rho}\left(\tilde{T},\tilde{S}\right) \tag{2.63}$$

$$\frac{\partial\zeta}{\partial t}=-\frac{\partial}{\partial x}\left(\tilde{U}H\right)-\frac{\partial}{\partial y}\left(\tilde{V}H\right) \tag{2.64}$$

ただし，

$$\tilde{U}=\frac{1}{H_{\mathrm{I}}}\int_0^1\tilde{u}d\sigma_{\mathrm{I}}+\frac{1}{H_{\mathrm{II}}}\int_0^1\tilde{u}d\sigma_{\mathrm{II}}+\cdots \tag{2.65}$$

$$\tilde{V}=\frac{1}{H_{\mathrm{I}}}\int_0^1\tilde{v}d\sigma_{\mathrm{I}}+\frac{1}{H_{\mathrm{II}}}\int_0^1\tilde{v}d\sigma_{\mathrm{II}}+\cdots \tag{2.66}$$

である．式(2.54)～式(2.57)および式(2.59)～式(2.62)の水平拡散項の高次のオーダは，多重σ座標を用いることで海底を含まない領域での水平差分がデカルト座標系のものと同じとなることを考慮して省略した．

また，ω_{I} を求めるために式(2.53)を 0 から σ_{I} まで鉛直積分して，次式のように変形する．

$$\omega_{\mathrm{I}}=-\frac{1}{H_{\mathrm{I}}}\frac{\partial}{\partial x}\left(H_{\mathrm{I}}\hat{U}_{\mathrm{I}}-\sigma_{\mathrm{I}}H\tilde{U}\right)-\frac{1}{H_{\mathrm{I}}}\frac{\partial}{\partial y}\left(H_{\mathrm{I}}\hat{V}_{\mathrm{I}}-\sigma_{\mathrm{I}}H\tilde{V}\right) \tag{2.67}$$

同様に，ω_{II} を求めるために式(2.58)を 0 から σ_{II} まで積分して，次式のように変形する．

$$\omega_{\mathrm{II}}=\frac{H_{\mathrm{I}}}{H_{\mathrm{II}}}\omega_{\mathrm{I}}-\frac{1}{H_{\mathrm{II}}}\frac{\partial}{\partial x}\left(H_{\mathrm{II}}\hat{U}_{\mathrm{II}}\right)-\frac{1}{H_{\mathrm{II}}}\frac{\partial}{\partial y}\left(H_{\mathrm{II}}\hat{V}_{\mathrm{II}}\right) \tag{2.68}$$

ただし，

$$\hat{U}_{\mathrm{I}}=\int_0^{\sigma_{\mathrm{I}}}\tilde{u}d\sigma_{\mathrm{I}} \tag{2.69}$$

$$\hat{V}_{\mathrm{I}}=\int_0^{\sigma_{\mathrm{I}}}\tilde{v}d\sigma_{\mathrm{I}} \tag{2.70}$$

$$\hat{U}_{\mathrm{II}}=\int_0^{\sigma_{\mathrm{II}}}\tilde{u}d\sigma_{\mathrm{II}} \tag{2.71}$$

$$\hat{V}_{\mathrm{II}}=\int_0^{\sigma_{\mathrm{II}}}\tilde{v}d\sigma_{\mathrm{II}} \tag{2.72}$$

である．ここより以降では，多重σ座標系を表す~は省略する．

2.4.3 離散化

CCM では，多重σ座標系の基礎方程式である式(2.54)～式(2.57)，式(2.59)～式(2.64)，式(2.67)，式(2.68)の離散化に有限差分法を用いる．空間格子には**図-2.7** に示す変数配置のスタガード格子

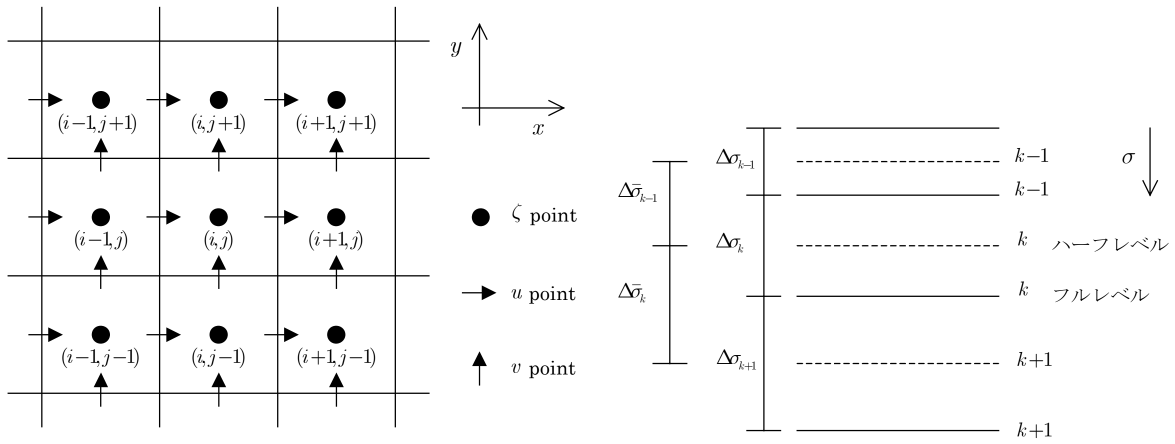


図-2.7　スタガード格子と変数配置

表-2.1　変数の定義位置

	ζ point	u point	v point
フルレベル	ω，ν	———	———
ハーフレベル	T，S，ρ	u	v
その他	ζ	———	———

を用い，その際の変数の定義位置は**表-2.1** とする．鉛直方向の格子間隔は，境界条件を扱う海面や海底で密であることが望ましい．そこで，κ-method(Noye，1984)を用いて鉛直格子を不等間隔に配置する．また，時間進行については以下の順で行う．

① 式(2.64)を用いて，タイムレベル $n+1/2$ の ζ を求める．
② 式(2.54)，式(2.59)を用いて，タイムレベル $n+1$ の u を求める．
③ 式(2.55)，式(2.60)を用いて，タイムレベル $n+1$ の v を求める．
④ 式(2.64)を用いて，タイムレベル $n+1$ の ζ を求める．
⑤ 式(2.67)，式(2.68)を用いて，タイムレベル $n+1$ の ω を求める．
⑥ 式(2.56)，式(2.61)を用いて，タイムレベル $n+1$ の T を求める．
⑦ 式(2.57)，式(2.62)を用いて，タイムレベル $n+1$ の S を求める．

①において，タイムレベル $n+1/2$ の ζ を求めているが，これは②および③で N-S 式を解く際，沿岸・内湾域スケールにおいて最も大きな影響を持つ $\partial\zeta/\partial x$ の差分をクランク－ニコルソン法で精度良く解くためである(Noye，1999)．また，②と③，⑥と⑦は同タイムレベルであり，どちらを先に解いても同じである．以下に，これらの差分近似式を示す．

(1)　ζ に関する方程式の離散化

①における式(2.64)の差分近似式は，4 次精度中心差分を用いて以下となる．

$$\begin{aligned}\zeta_{[i,j,k]}^{[n+1/2]} &= \zeta_{[i,j,k]}^{[n-1/2]} + \Delta t\Bigg\{-\frac{1}{24\Delta x}\Big(U_{[i-1,j,k]}^{[n]}H_{[i-1,j,k]}^{[n]} - 27U_{[i,j,k]}^{[n]}H_{[i,j,k]}^{[n]} + 27U_{[i+1,j,k]}^{[n]}H_{[i+1,j,k]}^{[n]}\Big)\\ &\quad - U_{[i+2,j,k]}^{[n]}H_{[i+2,j,k]}^{[n]}\Big) - \frac{1}{24\Delta y}\Big(V_{[i,j-1,k]}^{[n]}H_{[i,j-1,k]}^{[n]} - 27V_{[i,j,k]}^{[n]}H_{[i,j,k]}^{[n]} + 27V_{[i,j+1,k]}^{[n]}H_{[i,j+1,k]}^{[n]}\\ &\quad - V_{[i,j+2,k]}^{[n]}H_{[i,j+2,k]}^{[n]}\Big)\Bigg\}\end{aligned} \tag{2.73}$$

ただし,

$$U_{[i,j,k]}^{[n]} = \frac{1}{H_{\mathrm{I}}}\sum_{k=1}^{m_{\mathrm{I}}}\frac{u_{[i,j,k]}^{[n]} + u_{[i+1,j,k]}^{[n]}}{2}\Delta\sigma_{\mathrm{I}\,k} + \frac{1}{H_{\mathrm{II}}}\sum_{k=1}^{m_{\mathrm{II}}}\frac{u_{[i,j,k]}^{[n]} + u_{[i+1,j,k]}^{[n]}}{2}\Delta\sigma_{\mathrm{II}\,k} + \cdots \tag{2.74}$$

$$V_{[i,j,k]}^{[n]} = \frac{1}{H_{\mathrm{I}}}\sum_{k=1}^{m_{\mathrm{I}}}\frac{v_{[i,j,k]}^{[n]} + v_{[i,j+1,k]}^{[n]}}{2}\Delta\sigma_{\mathrm{I}\,k} + \frac{1}{H_{\mathrm{II}}}\sum_{k=1}^{m_{\mathrm{II}}}\frac{v_{[i,j,k]}^{[n]} + v_{[i,j+1,k]}^{[n]}}{2}\Delta\sigma_{\mathrm{II}\,k} + \cdots \tag{2.75}$$

である(m_{I}, m_{II}は，それぞれ領域Ⅰ，Ⅱの選点数)．また，④における式(2.64)の差分近似式に関しても同様の方法で求められるので省略する．

(2) N-S 式の離散化

②における式(2.54)の離散化には，水平方向に陽解法，鉛直方向に陰解法を用いる．式(2.54)の各項についての差分近似式は以下となる．

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \left[DT^{n+1}\right]u_{[i,j,k]}^{[n+1]} + \left[DT^{n}\right]u_{[i,j,k]}^{[n]} \tag{2.76}$$

$$\left[DT^{n+1}\right] = \frac{1}{\Delta t} \tag{2.77}$$

$$\left[DT^{n}\right] = -\frac{1}{\Delta t} \tag{2.78}$$

水平方向の移流項の差分には，Rai ら(1991)による 5 次精度上流差分を用いる．

$$u\frac{\partial u}{\partial x} = [AX]u_{[i,j,k]}^{[n+1]} \tag{2.79}$$

ただし，uが正の場合は,

$$[AX] = \frac{1}{60\Delta x}\Big(-3u_{[i+2,j,k]}^{[n]} + 30u_{[i+1,j,k]}^{[n]} + 20u_{[i,j,k]}^{[n]} - 60u_{[i-1,j,k]}^{[n]} + 15u_{[i-2,j,k]}^{[n]} - 2u_{[i-3,j,k]}^{[n]}\Big) \tag{2.80}$$

であり，uが負の場合は,

$$[AX] = \frac{1}{60\Delta x}\Big(2u_{[i+3,j,k]}^{[n]} - 15u_{[i+2,j,k]}^{[n]} + 60u_{[i+1,j,k]}^{[n]} - 20u_{[i,j,k]}^{[n]} - 30u_{[i-1,j,k]}^{[n]} + 3u_{[i-2,j,k]}^{[n]}\Big) \tag{2.81}$$

である．

$$v\frac{\partial u}{\partial y} = [AY] \tag{2.82}$$

ただし，v が正の場合は，

$$
\begin{aligned}
[AY] = & \frac{\left(v_{[i,j,k]}^{[n]} + v_{[i+1,j,k]}^{[n]} + v_{[i,j-1,k]}^{[n]} + v_{[i+1,j-1,k]}^{[n]}\right)}{4} \\
& \bullet \frac{1}{60\Delta y}\left(-3u_{[i,j+2,k]}^{[n]} + 30u_{[i,j+1,k]}^{[n]} + 20u_{[i,j,k]}^{[n]} - 60u_{[i,j-1,k]}^{[n]} + 15u_{[i,j-2,k]}^{[n]} - 2u_{[i,j-3,k]}^{[n]}\right)
\end{aligned}
\tag{2.83}
$$

であり，v が負の場合は，

$$
\begin{aligned}
[AY] = & \frac{\left(v_{[i,j,k]}^{[n]} + v_{[i+1,j,k]}^{[n]} + v_{[i,j-1,k]}^{[n]} + v_{[i+1,j-1,k]}^{[n]}\right)}{4} \\
& \bullet \frac{1}{60\Delta y}\left(2u_{[i,j+3,k]}^{[n]} - 15u_{[i,j+2,k]}^{[n]} + 60u_{[i,j+1,k]}^{[n]} - 20u_{[i,j,k]}^{[n]} - 30u_{[i,j-1,k]}^{[n]} + 3u_{[i,j-2,k]}^{[n]}\right)
\end{aligned}
\tag{2.84}
$$

である．鉛直方向の移流項の差分には 2 次精度不等間隔差分を用いる．これは，陰解法による行列式を 3 重対角行列解法(Thomas 法)で解くためである．

$$
\omega_{\mathrm{I}}\frac{\partial u}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}} = \left[AS_{k+1}\right]u_{[i,j,k+1]}^{[n+1]} + \left[AS_{k}\right]u_{[i,j,k]}^{[n+1]} + \left[AS_{k-1}\right]u_{[i,j,k-1]}^{[n+1]} + [ASC]
\tag{2.85}
$$

$$
\left[AS_{k+1}\right] = \frac{\left(\omega_{\mathrm{I}[i,j,k-1]}^{[n]} + \omega_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n]}\right)}{4}\frac{1}{r_k\left(\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\ k-1} + \Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\ k}\right)}r_k^2
\tag{2.86}
$$

$$
\left[AS_{k}\right] = \frac{\left(\omega_{\mathrm{I}[i,j,k-1]}^{[n]} + \omega_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n]}\right)}{4}\frac{1}{r_k\left(\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\ k-1} + \Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\ k}\right)}\left(1 - r_k^2\right)
\tag{2.87}
$$

$$
\left[AS_{k-1}\right] = -\frac{\left(\omega_{\mathrm{I}[i,j,k-1]}^{[n]} + \omega_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n]}\right)}{4}\frac{1}{r_k\left(\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\ k-1} + \Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\ k}\right)}
\tag{2.88}
$$

$$
[ASC] = \frac{\left(\omega_{\mathrm{I}[i,j,k-1]}^{[n]} + \omega_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n]}\right)}{4}\frac{1}{r_k\left(\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\ k-1} + \Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\ k}\right)}\left\{r_k^2 u_{[i,j,k+1]}^{[n]} + \left(1 - r_k^2\right)u - u_{[i,j,k-1]}^{[n]}\right\}
\tag{2.89}
$$

ただし，

$$
r_k = \frac{\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\ k-1}}{\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\ k}}
\tag{2.90}
$$

である．

$$
-fv = [CT]
\tag{2.91}
$$

$$
[CT] = -\frac{\left(v_{[i,j,k]}^{[n]} + v_{[i+1,j,k]}^{[n]} + v_{[i,j-1,k]}^{[n]}v_{[i+1,j-1,k]}^{[n]}\right)}{4}f
\tag{2.92}
$$

$$
-g\frac{\partial \zeta}{\partial x} = [ZT]
\tag{2.93}
$$

$$
[ZT] = -g\frac{1}{24\Delta x}\left(\zeta_{[i-2,j,k]}^{[n+1/2]} - 27\zeta_{[i-1,j,k]}^{[n+1/2]} + 27\zeta_{[i,j,k]}^{[n+1/2]} - \zeta_{[i+1,j,k]}^{[n+1/2]}\right)
\tag{2.94}
$$

$$-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P_a}{\partial x}=[PT] \tag{2.95}$$

$$[PT]=-\frac{1}{\rho_0}\frac{1}{24\Delta x}\left(P_{a[i-2,j,k]}^{[n]}-27P_{a[i-1,j,k]}^{[n]}+P_{a[i,j,k]}^{[n]}-P_{a[i+1,j,k]}^{[n]}\right) \tag{2.96}$$

$$-\frac{g}{\rho_0}\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(H_{\mathrm{I}}\int_0^{\sigma_{\mathrm{I}}}\rho_{[i,j,k]}^{\prime[n+1]}d\sigma_{\mathrm{I}}\right)+Q_{x\mathrm{I}}\frac{\partial}{\partial\sigma_{\mathrm{I}}}\left(\int_0^{\sigma_{\mathrm{I}}}\rho_{[i,j,k]}^{\prime[n+1]}d\sigma_{\mathrm{I}}\right)\right\}=[BT] \tag{2.97}$$

$$\begin{aligned}[BT]=-\frac{g}{\rho_0}\Bigg[&\frac{1}{\Delta x}\left(H_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n]}R_{[i,j,k]}^{[n]}-H_{\mathrm{I}[i-1,j,k]}^{[n]}R_{[i-1,j,k]}^{[n]}\right)\\&+\left\{\frac{1}{\Delta x}\left(\zeta_{[i,j,k]}^{[n+1/2]}-\zeta_{[i-1,j,k]}^{[n+1/2]}\right)-\sigma_{\mathrm{I}\,k}\frac{1}{\Delta x}\left(H_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n]}-H_{\mathrm{I}[i-1,j,k]}^{[n]}\right)\right\}\\&\bullet\frac{1}{r_k\left(\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\,k-1}+\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\,k}\right)}\left(r_k^{\ 2}R_{[i,j,k+1]}^{[n]}+\left(1-r_k^{\ 2}\right)R_{[i,j,k]}^{[n]}-R_{[i,j,k-1]}^{[n]}\right)\Bigg]\end{aligned} \tag{2.98}$$

ただし，

$$R_{[i,j,k]}^{[n]}=\sum_{k=1}^{k}\rho_{[i,j,k]}^{\prime[n]}\Delta\sigma_{\mathrm{I}\,k} \tag{2.99}$$

である．水平方向の拡散項の差分には，4 次精度中心差分を用いる．

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_x\frac{\partial u}{\partial x}\right)=[DX] \tag{2.100}$$

$$[DX]=\frac{1}{24\Delta x}\left(N_{x[i-2,j,k]}^{[n]}-27N_{x[i-1,j,k]}^{[n]}+27N_{x[i,j,k]}^{[n]}-N_{x[i+1,j,k]}^{[n]}\right) \tag{2.101}$$

ただし，

$$N_{x[i,j,k]}^{[n]}=\frac{\nu_{x[i,j,k]}^{[n]}}{24\Delta x}\left(u_{[i-1,j,k]}^{[n]}-27u_{[i,j,k]}^{[n]}+27u_{[i+1,j,k]}^{[n]}-u_{[i+2,j,k]}^{[n]}\right) \tag{2.102}$$

である．

$$\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_y\frac{\partial u}{\partial y}\right)=[DY] \tag{2.103}$$

$$[DY]=\frac{1}{24\Delta y}\left(N_{y[i,j-2,k]}^{[n]}-27N_{y[i,j-1,k]}^{[n]}+27N_{y[i,j,k]}^{[n]}-N_{y[i,j+1,k]}^{[n]}\right) \tag{2.104}$$

ただし，

$$N_{y[i,j,k]}^{[n]}=\frac{\nu_y}{24\Delta y}\left(u_{[i,j-1,k]}^{[n]}-27u_{[i,j,k]}^{[n]}+27u_{[i,j+1,k]}^{[n]}-u_{[i,j+2,k]}^{[n]}\right) \tag{2.105}$$

である．鉛直方向の拡散項の差分には，Thomas 法を用いるために，2 次精度不等間隔差分を用いる．

$$\frac{1}{H_{\mathrm{I}}^2}\frac{\partial}{\partial\sigma_{\mathrm{I}}}\left(\nu_z\frac{\partial u}{\partial\sigma_{\mathrm{I}}}\right)=\left[DS_{k+1}\right]u_{[i,j,k+1]}^{[n+1]}+\left[DS_k\right]u_{[i,j,k]}^{[n+1]}+\left[DS_{k-1}\right]u_{[i,j,k-1]}^{[n+1]}+\left[DSC\right] \tag{2.106}$$

$$\left[DS_{k+1}\right]=\frac{2\nu_{z[i,j,k]}^{[n]}}{\left(H_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n]}+H_{\mathrm{I}[i-1,j,k]}^{[n]}\right)^2\Delta\sigma_{\mathrm{I}\,k}\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\,k}} \tag{2.107}$$

$$\left[DS_k\right]=\frac{2}{\left(H_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n]}+H_{\mathrm{I}[i-1,j,k]}^{[n]}\right)^2\Delta\sigma_{\mathrm{I}\,k}}\left\{-\frac{\nu_{z[i,j,k]}^{[n]}}{\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\,k}}-\frac{\nu_{z[i,j,k-1]}^{[n]}}{\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\,k-1}}\right\} \tag{2.108}$$

$$\left[DS_{k-1}\right]=\frac{2\nu_{z[i,j,k-1]}^{[n]}}{\left(H_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n]}+H_{\mathrm{I}[i-1,j,k]}^{[n]}\right)^2\Delta\sigma_{\mathrm{I}\,k}\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\,k-1}} \tag{2.109}$$

$$\left[DSC\right]=\frac{2}{\left(H_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n]}+H_{\mathrm{I}[i-1,j,k]}^{[n]}\right)^2\Delta\sigma_{\mathrm{I}\,k}}\left\{\frac{\nu_{z[i,j,k]}^{[n]}}{\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\,k}}\left(u_{[i,j,k+1]}^{[n]}-u_{[i,j,k]}^{[n]}\right)-\frac{\nu_{z[i,j,k-1]}^{[n]}}{\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\,k-1}}\left(u_{[i,j,k]}^{[n]}-u_{[i,j,k-1]}^{[n]}\right)\right\} \tag{2.110}$$

式(2.59)の差分近似式に関しても同様の方法で求められるので省略する．これらを $k=1\sim m$（m は全領域の合計選点数)まで解き，整理すると次式となる．

$$\begin{vmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} & 0 & 0 & & & & \\ a_{2,1} & a_{2,2} & a_{2,3} & 0 & & & & \\ 0 & a_{3,2} & a_{3,3} & a_{3,4} & & & & \\ & & & & \vdots & & & \\ & & & & & a_{m-1,m-2} & a_{m-1,m-1} & a_{m-1,m} \\ & & & & & 0 & a_{m,m-1} & a_{m,m} \end{vmatrix} \bullet \begin{vmatrix} u_{[i,j,1]}^{[n+1]} \\ u_{[i,j,2]}^{[n+1]} \\ u_{[i,j,3]}^{[n+1]} \\ \vdots \\ u_{[i,j,m-1]}^{[n+1]} \\ u_{[i,j,m]}^{[n+1]} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ \vdots \\ b_{m-1} \\ b_m \end{vmatrix} \tag{2.111}$$

ただし，

$$a_{k,k-1}=\left[AS_{k-1}\right]-\left[DS_{k-1}\right] \tag{2.112}$$

$$a_{k,k}=\left[DT^{n+1}\right]+\left[AX_k\right]-\left[AS_k\right]-\left[DS_k\right] \tag{2.113}$$

$$a_{k,k+1}=\left[AS_{k+1}\right]-\left[DS_{k+1}\right] \tag{2.114}$$

$$b_k=\left[DT^n\right]-\left[AY\right]-\left[ASC\right]-\left[CT\right]+\left[ZT\right]+\left[PT\right]+\left[BT\right]+\left[DX\right]+\left[DY\right]+\left[DSC\right] \tag{2.115}$$

である．$k=1$ の場合の式(2.112)および $k=m$ の場合の式(2.114)は，定義されず，代わりに 2.4.5 節で述べる境界条件を用いる．そして，式(2.111)は 3 重対角行列であるので Thomas 法を用いて解く．また，③における式(2.55)，式(2.60)の差分近似式に関しても同様に考えて解くことができるので省略する．

(3)　連続式の離散化

⑤における式(2.67)の差分近似式は，以下となる．

$$
\begin{aligned}
\omega_{\mathrm{I}} = &-\frac{1}{H_{\mathrm{I}}}\frac{1}{\Delta x}\left\{\left(\frac{H_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n+1]}+H_{\mathrm{I}[i+1,j,k]}^{[n+1]}}{2}\hat{U}_{\mathrm{I}\,[i+1,j,k]}^{[n+1]}-\sigma_{\mathrm{I}\,k}H_{[i+1,j,k]}^{[n+1]}U_{[i+1,j,k]}^{[n+1]}\right)\right. \\
&\left.-\left(\frac{H_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n+1]}+H_{\mathrm{I}[i-1,j,k]}^{[n+1]}}{2}\hat{U}_{\mathrm{I}\,[i,j,k]}^{[n+1]}-\sigma_{\mathrm{I}\,k}H_{[i,j,k]}^{[n+1]}U_{[i,j,k]}^{[n+1]}\right)\right\} \\
&-\frac{1}{H_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n]}}\frac{1}{\Delta y}\left\{\left(\frac{H_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n+1]}+H_{\mathrm{I}[i,j+1,k]}^{[n+1]}}{2}\hat{V}_{\mathrm{I}[i,j+1,k]}^{[n+1]}-\sigma_{\mathrm{I}\,k}H_{[i,j+1,k]}^{[n+1]}V_{[i,j+1,k]}^{[n+1]}\right)\right. \\
&\left.-\left(\frac{H_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n+1]}+H_{\mathrm{I}[i,j-1,k]}^{[n+1]}}{2}\hat{V}_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n+1]}-\sigma_{\mathrm{I}\,k}H_{[i,j,k]}^{[n+1]}V_{[i,j,k]}^{[n+1]}\right)\right\}
\end{aligned}
\tag{2.116}
$$

ただし，

$$\hat{U}_{\mathrm{I}\,[i,j,k]}^{[n]} = \sum_{k=1}^{k} u_{[i,j,k]}^{[n]}\Delta\sigma_{\mathrm{I}\,k} \tag{2.117}$$

$$\hat{V}_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n]} = \sum_{k=1}^{k} v_{[i,j,k]}^{[n]}\Delta\sigma_{\mathrm{I}\,k} \tag{2.118}$$

である. また, ⑤における式(2.68)の差分近似式に関しても同様の方法で求められるので省略する.

(4)　拡散方程式の離散化

⑥における式(2.56)の離散化には，水平方向に陽解法，鉛直方向に陰解法を用いる．式(2.56)の各項についての差分近似式は以下となる．

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \left[DT^{n+1}\right]T_{[i,j,k]}^{[n+1]} + \left[DT^{n}\right]T_{[i,j,k]}^{[n]} \tag{2.119}$$

$$\left[DT^{n+1}\right] = \frac{1}{\Delta t} \tag{2.120}$$

$$\left[DT^{n}\right] = -\frac{1}{\Delta t} \tag{2.121}$$

$$u\frac{\partial T}{\partial x} = [AX] \tag{2.122}$$

ただし， u が正の場合は,

$$
\begin{aligned}
[AX] = &\frac{1}{4}\left(u_{[i+1,j,k]}^{[n]} + u_{[i,j,k]}^{[n]} + u_{[i+1,j,k]}^{[n+1]} + u_{[i,j,k]}^{[n+1]}\right) \\
&\bullet\frac{1}{60\Delta x}\left(-3T_{[i+2,j,k]}^{[n]} + 30T_{[i+1,j,k]}^{[n]} + 20T_{[i,j,k]}^{[n]} - 60T_{[i-1,j,k]}^{[n]} + 15T_{[i-2,j,k]}^{[n]} - 2T_{[i-3,j,k]}^{[n]}\right)
\end{aligned}
\tag{2.123}
$$

であり， u が負の場合は,

$$[AX]=\frac{1}{4}\left(u^{[n]}_{[i+1,j,k]}+u^{[n]}_{[i,j,k]}+u^{[n+1]}_{[i+1,j,k]}+u^{[n+1]}_{[i,j,k]}\right) \\ \bullet\frac{1}{60\Delta x}\left(2T^{[n]}_{[i+3,j,k]}-15T^{[n]}_{[i+2,j,k]}+60T^{[n]}_{[i+1,j,k]}-20T^{[n]}_{[i,j,k]}-30T^{[n]}_{[i-1,j,k]}+3T^{[n]}_{[i-2,j,k]}\right) \tag{2.124}$$

である．

$$v\frac{\partial T}{\partial y}=[AY] \tag{2.125}$$

ただし，v が正の場合は，

$$[AY]=\frac{1}{4}\left(v^{[n]}_{[i,j+1,k]}+v^{[n]}_{[i,j,k]}+v^{[n+1]}_{[i,j+1,k]}+v^{[n+1]}_{[i,j,k]}\right) \\ \bullet\frac{1}{60\Delta y}\left(-3T^{[n]}_{[i,j+2,k]}+30T^{[n]}_{[i,j+1,k]}+20T^{[n]}_{[i,j,k]}-60T^{[n]}_{[i,j-1,k]}+15T^{[n]}_{[i,j-2,k]}-2T^{[n]}_{[i,j-3,k]}\right) \tag{2.126}$$

であり，v が負の場合は，

$$[AY]=\frac{1}{4}\left(v^{[n]}_{[i,j+1,k]}+v^{[n]}_{[i,j,k]}+v^{[n+1]}_{[i,j+1,k]}+v^{[n+1]}_{[i,j,k]}\right) \\ \bullet\frac{1}{60\Delta y}\left(2T^{[n]}_{[i,j+3,k]}-15T^{[n]}_{[i,j+2,k]}+60T^{[n]}_{[i,j+1,k]}-20T^{[n]}_{[i,j,k]}-30T^{[n]}_{[i,j-1,k]}+3T^{[n]}_{[i,j-2,k]}\right) \tag{2.127}$$

である．

$$\left[\omega_I\frac{\partial T}{\partial \sigma_I}\right]=\left[AS_{k+1}\right]T^{[n+1]}_{[i,j,k+1]}+\left[AS_k\right]T^{[n+1]}_{[i,j,k]}+\left[AS_{k-1}\right]T^{[n+1]}_{[i,j,k-1]}+[ASC] \tag{2.128}$$

$$\left[AS_{k+1}\right]=\frac{\left(\omega^{[n+1]}_{\mathrm{I}[i,j,k-1]}+\omega^{[n+1]}_{\mathrm{I}[i,j,k]}\right)}{4}\frac{1}{r_k\left(\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\,k-1}+\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\,k}\right)}r_k^2 \tag{2.129}$$

$$\left[AS_k\right]=\frac{\left(\omega^{[n+1]}_{\mathrm{I}[i,j,k-1]}+\omega^{[n+1]}_{\mathrm{I}[i,j,k]}\right)}{4}\frac{1}{r_k\left(\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\,k-1}+\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\,k}\right)}\left(1-r_k^2\right) \tag{2.130}$$

$$\left[AS_{k-1}\right]=-\frac{\left(\omega^{[n+1]}_{\mathrm{I}[i,j,k-1]}+\omega^{[n+1]}_{\mathrm{I}[i,j,k]}\right)}{4}\frac{1}{r_k\left(\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\,k-1}+\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\,k}\right)} \tag{2.131}$$

$$[ASC]=\frac{\left(\omega^{[n+1]}_{\mathrm{I}[i,j,k-1]}+\omega^{[n+1]}_{\mathrm{I}[i,j,k]}\right)}{4}\frac{1}{r_k\left(\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\,k-1}+\Delta\bar{\sigma}_{\mathrm{I}\,k}\right)}\left\{r_k^2T^{[n]}_{[i,j,k+1]}+\left(1-r_k^2\right)T-T^{[n]}_{[i,j,k-1]}\right\} \tag{2.132}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\upsilon_{Tx}\frac{\partial T}{\partial x}\right)=[DX] \tag{2.133}$$

$$[DX]=\frac{1}{24\Delta x}\left(N_{Tx[i-1,j,k]}^{\;[n]}-27N_{Tx[i,j,k]}^{\;[n]}+27N_{Tx\quad i+1}-N_{Tx[i+2,j,k]}^{\;[n]}\right) \tag{2.134}$$

ただし,

$$N_{Tx[i,j,k]}^{[n]} = \frac{\upsilon_{Tx[i,j,k]}^{[n]} + \upsilon_{Tx[i-1,j,k]}^{[n]}}{48\Delta x}\left(T_{[i-2,j,k]}^{[n]} - 27T_{[i-1,j,k]}^{[n]} + 27T_{[i,j,k]}^{[n]} - T_{[i+1,j,k]}^{[n]}\right) \tag{2.135}$$

である.

$$\frac{\partial}{\partial y}\left(\upsilon_{Ty}\frac{\partial T}{\partial y}\right) = [DY] \tag{2.136}$$

$$[DY] = \frac{1}{24\Delta y}\left(N_{Ty[i,j-1,k]}^{[n]} - 27N_{Ty[i,j,k]}^{[n]} + 27N_{Ty[i,j+1,k]}^{[n]} - N_{Ty[i,j+2,k]}^{[n]}\right) \tag{2.137}$$

ただし,

$$N_{Ty[i,j,k]}^{[n]} = \frac{\upsilon_{Ty[i,j,k]}^{[n]} + \upsilon_{Ty[i,j-1,k]}^{[n]}}{48\Delta y}\left(T_{[i,j-2,k]}^{[n]} - 27T_{[i,j-1,k]}^{[n]} + 27T_{[i,j,k]}^{[n]} - T_{[i,j+1,k]}^{[n]}\right) \tag{2.138}$$

である.

$$\frac{1}{H_{\mathrm{I}}^2}\frac{\partial}{\partial\sigma_{\mathrm{I}}}\left(\nu_{Tz}\frac{\partial T}{\partial\sigma_{\mathrm{I}}}\right) = [DS_{k+1}]T_{[i,j,k+1]}^{n+1} + [DS_k]T_{[i,j,k]}^{n+1} + [DS_{k-1}]T_{[i,j,k-1]}^{n+1} + [DSC] \tag{2.139}$$

$$[DS_{k+1}] = \frac{2\nu_{Tz[i,j,k]}^{[n]}}{\left(H_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n+1]} + H_{\mathrm{I}[i-1,j,k]}^{[n+1]}\right)^2 \Delta\sigma_{\mathrm{I}\,k}\Delta\overline{\sigma}_{\mathrm{I}\,k}} \tag{2.140}$$

$$[DS_k] = \frac{2}{\left(H_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n+1]} + H_{\mathrm{I}[i-1,j,k]}^{[n+1]}\right)^2 \Delta\sigma_{\mathrm{I}\,k}}\left\{-\frac{\nu_{Tz[i,j,k]}^{[n]}}{\Delta\overline{\sigma}_{\mathrm{I}\,k}} - \frac{\nu_{Tz[i,j,k-1]}^{[n]}}{\Delta\overline{\sigma}_{\mathrm{I}\,k-1}}\right\} \tag{2.141}$$

$$[DS_{k-1}] = \frac{2\nu_{Tz[i,j,k-1]}^{[n]}}{\left(H_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n+1]} + H_{\mathrm{I}[i-1,j,k]}^{[n+1]}\right)^2 \Delta\sigma_{\mathrm{I}\,k}\Delta\overline{\sigma}_{\mathrm{I}\,k-1}} \tag{2.142}$$

$$[DSC] = \frac{2}{\left(H_{\mathrm{I}[i,j,k]}^{[n+1]} + H_{\mathrm{I}[i-1,j,k]}^{[n+1]}\right)^2 \Delta\sigma_{\mathrm{I}\,k}}\left\{\frac{\nu_{Tz[i,j,k]}^{[n]}}{\Delta\overline{\sigma}_{\mathrm{I}\,k}}\left(T_{[i,j,k+1]}^{[n]} - T_{[i,j,k]}^{[n]}\right) - \frac{\nu_{Tz[i,j,k-1]}^{[n]}}{\Delta\overline{\sigma}_{\mathrm{I}\,k-1}}\left(T_{[i,j,k]}^{[n]} - T_{[i,j,k-1]}^{[n]}\right)\right\} \tag{2.143}$$

式(2.61)の差分近似式に関しても同様の方法で求められるので省略する．これらを$k = 1 \sim m$まで解き，整理すると次式となる．

$$\begin{vmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} & 0 & 0 & & & & \\ a_{2,1} & a_{2,2} & a_{2,3} & 0 & & & & \\ 0 & a_{3,2} & a_{3,3} & a_{3,4} & & & & \\ & & & & \vdots & & & \\ & & & & & a_{m-1,m-2} & a_{m-1,m-1} & a_{m-1,m} \\ & & & & & 0 & a_{m,m-1} & a_{m,m} \end{vmatrix} \bullet \begin{vmatrix} T_{[i,j,1]}^{[n+1]} \\ T_{[i,j,2]}^{[n+1]} \\ T_{[i,j,3]}^{[n+1]} \\ \vdots \\ T_{[i,j,m-1]}^{[n+1]} \\ T_{[i,j,m]}^{[n+1]} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ \vdots \\ b_{m-1} \\ b_m \end{vmatrix} \tag{2.144}$$

ただし，

$$a_{k,k-1} = [AS_{k-1}] - [DS_{k-1}] \tag{2.145}$$

$$a_{k,k} = [DT^{n+1}] - [AS_k] - [DS_k] \tag{2.146}$$

$$a_{k,k+1} = [AS_{k+1}] - [DS_{k+1}] \tag{2.147}$$

$$b_k = [DT^n] - [AX] - [AY] - [ASC] + [DX] + [DY] + [DSC] + q \tag{2.148}$$

である．$k=1$ の場合の式(2.145)および $k=m$ の場合の式(2.147)は，定義されず，代わりに 2.4.5 節で述べる境界条件を用いる．そして，式(2.144)は Thomas 法を用いて解く．また，⑦における式(2.57)，式(2.62)の差分近似式に関しても同様に考えて解くことができるので省略する．

2.4.4　接続条件

多重σ座標系における領域の接続条件について述べる．ここでは，領域 I と領域 II の接続条件についてのみ述べるが，その他の領域の接続条件も同様に考えることができるので省略する．領域 I と領域 II の接続境界面において，次式の接続条件式が成り立つ．

$$\psi\left(x,y,\sigma_{\mathrm{I}}\left(\zeta(x,y,t),h_{\mathrm{I}}(x,y),z\right),t\right) = \psi\left(x,y,\sigma_{\mathrm{II}}\left(h_{\mathrm{II}}(x,y),z\right),t\right) \quad \text{on} \quad (\sigma_{\mathrm{I}}=1 \text{ and } \sigma_{\mathrm{II}}=0) \tag{2.149}$$

$$\omega_{\mathrm{I}} H_{\mathrm{I}} = \omega_{\mathrm{II}} H_{\mathrm{II}} \quad \text{on} \quad (\sigma_{\mathrm{I}}=1 \text{ and } \sigma_{\mathrm{II}}=0) \tag{2.150}$$

ここで，ψ は u，v，T，S，ρ のいずれかである．ω の接続条件である式(2.150)は，式(2.36)に $\sigma_{\mathrm{I}}=1$，式(2.37)に $\sigma_{\mathrm{II}}=0$ を代入して求められたものである．また，鉛直差分においてステンシルが領域をまたぐ場合(**図-2.8** に示すフルレベル k およびハーフレベル k での差分)，$\Delta\sigma$ および $\Delta\bar{\sigma}$ を以下のように定義し直して，それを用いて差分式を解く．

領域 I におけるフルレベル k での差分：

$$\Delta\sigma_k = \Delta\sigma_{\mathrm{I}\,k} \tag{2.151}$$

$$\Delta\sigma_{k+1} = \frac{\zeta - z_{k+1}}{H_{\mathrm{I}}} - 1 \tag{2.152}$$

領域 II におけるフルレベル k での差分：

$$\Delta\sigma_k = -\frac{-S_{\mathrm{I}} - z_{k-1}}{H_{\mathrm{II}}} \tag{2.153}$$

$$\Delta\sigma_{k+1} = \Delta\sigma_{\mathrm{II}\,k+1} \tag{2.154}$$

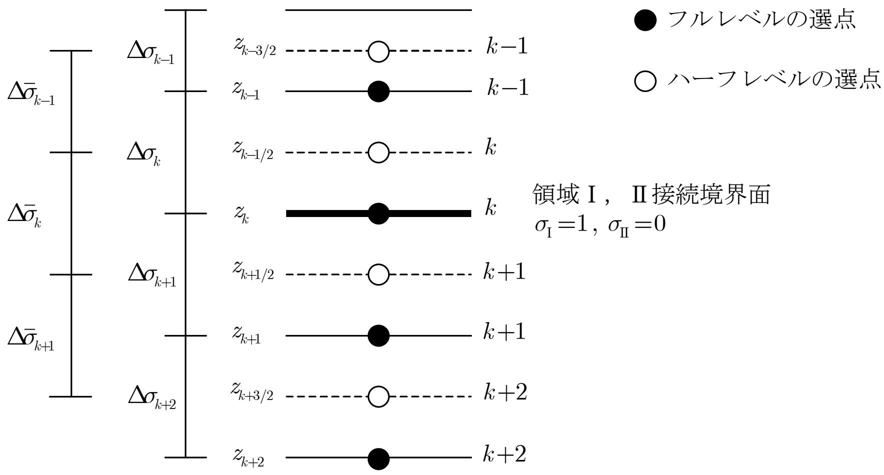


図-2.8 ステンシルが領域をまたぐ場合の差分

領域Ⅰにおけるハーフレベルkでの差分：

$$\Delta\overline{\sigma}_{k-1} = \Delta\overline{\sigma}_{\mathrm{I}\,k-1} \tag{2.155}$$

$$\Delta\overline{\sigma}_{k} = \frac{z_{k-1/2} - z_{k+1/2}}{H_{\mathrm{I}}} \tag{2.156}$$

領域Ⅱにおけるハーフレベル$k+1$での差分：

$$\Delta\overline{\sigma}_{k} = \frac{z_{k-1/2} - z_{k+1/2}}{H_{\mathrm{II}}} \tag{2.157}$$

$$\Delta\overline{\sigma}_{k+1} = \Delta\overline{\sigma}_{\mathrm{II}\,k+1} \tag{2.158}$$

2.4.5 境界条件

(1) 海面($\sigma_{\mathrm{I}} = 0$)における境界条件

運動学的境界条件：

$$\omega_{\mathrm{I}} = 0 \tag{2.159}$$

運動量フラックス：

$$-\frac{\nu_z}{H_{\mathrm{I}}}\frac{\partial u}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}} = -\overline{(u'w')} \tag{2.160}$$

$$-\frac{\nu_z}{H_{\mathrm{I}}}\frac{\partial v}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}} = -\overline{(v'w')} \tag{2.161}$$

熱交換：

$$-\frac{\nu_{Tz}}{H_{\mathrm{I}}}\frac{\partial T}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}=\frac{Q_0}{\rho c_p} \tag{2.162}$$

塩分交換：

$$-\frac{\nu_{Tz}}{H_{\mathrm{I}}}\frac{\partial S}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}=R_S \tag{2.163}$$

式(2.159)は，式(2.36)にデカルト座標系の海面の境界条件式である式(2.28)を代入することで得られたものである．式(2.160)および式(2.161)の右辺は，摩擦速度を用いて，次式のように表すことができる．

$$-\overline{(u'w')}={u_{*w}}^2\frac{u_{wind}}{\sqrt{u_{wind}^2+v_{wind}^2}}=\frac{\rho_a}{\rho}{u_{*a}}^2\frac{u_{wind}}{\sqrt{u_{wind}^2+v_{wind}^2}} \tag{2.164}$$

$$-\overline{(v'w')}={u_{*w}}^2\frac{v_{wind}}{\sqrt{u_{wind}^2+v_{wind}^2}}=\frac{\rho_a}{\rho}{u_{*a}}^2\frac{v_{wind}}{\sqrt{u_{wind}^2+v_{wind}^2}} \tag{2.165}$$

u_{*w} は水側の摩擦速度，u_{*a} は大気側の摩擦速度，u_{wind}，v_{wind} はそれぞれ x，y 方向の風速(m/s)，ρ_a は大気の密度(kg/m³)，Q_0 は海面で単位時間当たりに交換される熱量(W/m²；海面から大気に向かって放出する方向を負と定義する)，R_S は海面での単位時間当たりの塩分収支量(psu･m/s)であり，これらの変数は**第 3 章**で述べる気象モデル MM5 との結合計算，もしくは観測値とバルク式によって与えられる．

(2)　海底($\sigma=1$)における境界条件

運動学的境界条件：

$$\omega=0 \tag{2.166}$$

運動量フラックス：

$$-\frac{\nu_z}{H}\frac{\partial u}{\partial \sigma}=-\overline{(u'w')} \tag{2.167}$$

$$-\frac{\nu_z}{H}\frac{\partial v}{\partial \sigma}=-\overline{(v'w')} \tag{2.168}$$

熱交換：

$$-\frac{\nu_{Tz}}{H}\frac{\partial T}{\partial \sigma}=0 \tag{2.169}$$

塩分交換：

$$-\frac{\nu_{Tz}}{H}\frac{\partial S}{\partial \sigma}=0 \tag{2.170}$$

式(2.166)は，式(2.36)にデカルト座標系の底面の境界条件式である式(2.29)を代入することで得られたものである．式(2.167)および式(2.168)の右辺は，海底面に作用するせん断応力を用いて，次式のように表すことができる．

$$-\overline{(u'w')} = C_D u\sqrt{u^2 + v^2} \tag{2.171}$$

$$-\overline{(v'w')} = C_D v\sqrt{u^2 + v^2} \tag{2.172}$$

ここで，C_D は海底での摩擦係数であり，CCM では対数分布則に基づき，次式で与える．

$$C_D = \max\left[\frac{\kappa^2}{\left[\log_e\left\{(1-\sigma_m)h/z_0\right\}\right]^2}\ ,\ 0.0025\right] \tag{2.173}$$

ここで，κ はカルマン定数(=0.4)，z_0 は粗度長，σ_m は最下層のハーフレベルの σ の値である．海底付近の鉛直方向分解能が十分でない場合，$(1-\sigma_m)h$ の値が大きくなり，対数分布則の適用範囲を超えてしまう(C_D が過小評価される). そこで, 式(2.173)に 0.0025 の下限を設けた(加藤, 1999). また，井上ら(1993)は，潮位に伴う水位の変化が大きい場合，水深の浅い場所において海底せん断応力の値が著しく増大し，Vasiliev の不安定が問題となることを指摘している．これは，せん断応力は流向に対して逆向きに作用することから，過大なせん断応力は計算上の 1 ステップの間に流向を逆転させ，これが繰り返されると 1 ステップごとに流向が入れ替わり計算上の振動が発生し，計算の不安定につながるというものである．そして，この問題の対策として，境界条件式を陰解法で離散化することを提案した．CCM でもこの方法を用いて，式(2.171)および式(2.172)の離散化は，次式とした．

$$-\overline{(u'w')} = C_D u_{[i,j,k]}^{[n+1]}\sqrt{\left(u_{[i,j,k]}^{[n]}\right)^2 + \left(v_{[i,j,k]}^{[n]}\right)^2} \tag{2.174}$$

$$-\overline{(v'w')} = C_D v_{[i,j,k]}^{[n+1]}\sqrt{\left(u_{[i,j,k]}^{[n]}\right)^2 + \left(v_{[i,j,k]}^{[n]}\right)^2} \tag{2.175}$$

また，式(2.169)および式(2.170)は，海底面での輸送フラックスがないと仮定したものである．

(3)　陸における境界条件

陸における流速：

$$V_n = 0 \tag{2.176}$$

$$\frac{\partial V_s}{\partial n} = 0 \tag{2.177}$$

陸における熱交換：

$$\nu_{Tn}\frac{\partial T}{\partial n} = 0 \tag{2.178}$$

陸における塩分交換：

$$\nu_{Sn}\frac{\partial S}{\partial n}=0 \tag{2.179}$$

ここで，n は陸に対しての法線方向，V_n は陸に対して法線方向の流速，V_s は陸に対して接線方向の流速，ν_{Tn}，ν_{Sn} はそれぞれ陸に対しての法線方向の水温，塩分に関する渦拡散係数(m²/s)である．式(2.177)は free-slip を仮定したものであり，式(2.178)および式(2.179)は輸送フラックスがないと仮定したものである．

(4)　河川における境界条件

河川における流入流速：

$$V_n=\frac{Q_r}{H_rW_r} \tag{2.180}$$

河川における熱交換：

$$V_nT-\nu_{Tn}\frac{\partial T}{\partial n}=\frac{Q_r}{H_rW_r}T_r \tag{2.181}$$

河川における塩分交換：

$$V_nS-\nu_{Sn}\frac{\partial S}{\partial n}=\frac{Q_r}{H_rW_r}S_r \tag{2.182}$$

ここで，Q_r は河川からの流入流量(m³/s)，H_r は河口の水深(m)，W_r は河口幅(m)，T_r は河川水温(℃)，S_r は河川塩分である．

(5)　開境界条件

開境界において観測データ等が入手可能であれば，Dirichlet 型境界条件として，それを用いればよい．CCM において開境界上のζは潮位であるので，国立天文台で開発された潮汐モデル NAO99(Matsumoto ら，2000)を用いて潮位を計算し，それを与えることにした．しかし，開境界上の流速，水温，塩分等に関しては，境界値として用いることが可能なほど時間的かつ面的に詳細なデータがほとんど無い状況にある．そこで，何らかの方法または仮定を用いることになる．これらの研究は古くから行われており，その代表的なものは Sommerfeld の放射条件と呼ばれる次式である(Sommerfeld，1964)．

$$\frac{\partial\phi}{\partial t}+C\frac{\partial\phi}{\partial n}=0 \tag{2.183}$$

ここで，C は位相速度である．式(2.183)は，計算領域内部で発生した現象を計算領域外部へ放出するもので，位相速度C が決まれば解くことができる．しかし，Sommerfeld の放射条件は，与えられた位相速度C を持つ現象しか正しく評価することはできず，どのような現象が領域内を支配するのかを把握した上で，位相速度C を決める必要があり，例えば長波の波速$\sqrt{gh}$ とする場合

や開境界上の値が内部の解と共に時間発展しないと仮定して 0 とする場合などがある(久保田ら，1990)．また，位相速度を可変にしたものとして Orlanski(1976)の境界条件がある．これは，式(2.183)を離散化して，次式のようにするものである(i が境界上の選点とする)．

$$\phi_{[i]}^{[n+1]} = \left(1 - C\frac{\Delta t}{\Delta n}\right)\phi_{[i]}^{[n]} + C\frac{\Delta t}{\Delta n}\phi_{[i-1]}^{[n]} \tag{2.184}$$

$$C\frac{\Delta t}{\Delta n} = \frac{\phi_{[i-1]}^{[n]} - \phi_{[i-1]}^{[n-1]}}{\phi_{[i-2]}^{[n-1]} - \phi_{[i-1]}^{[n-1]}} \tag{2.185}$$

式(2.185)の左辺はクーラン数であり，右辺は式(2.184)のタイムレベルと格子位置を 1 つずつ減らすことで求められたものである．この他の開境界条件として，波動場に対する無反射境界スキーム(日野ら，1988)や境界線入射法を改良した方法(石井ら，1993)など数多くの方法がある．以上のように，開境界条件は統一的な理論がなく，そのため計算対象，計算期間，観測データの有無を考慮して，その都度，開境界条件を選択することになる．

2.4.6 乱流モデル

(1) 水平渦動粘性係数および水平渦拡散係数

従来，水平渦動粘性係数は一定で与える方法や次式のリチャードソンの 4/3 乗則(Richardson，1926)を用いて与える方法が用いられてきた．

$$\nu_x = \nu_{x0}\left(\frac{\Delta x}{\Delta s}\right)^{\frac{4}{3}} \tag{2.186}$$

ここで， Δs は基準格子幅， ν_{x0} は基準格子幅に対する水平渦動粘性係数である．しかしながら，これらの方法では，乱流現象ばかりでなく，水平方向のせん断効果を考慮できないなどの問題点がある(福本，1997)．その一方で，中辻ら(1992)は，Sub-Grid Scale 渦粘性の概念の導入を行い，次式を提案した．

$$\nu_x = C_s \Delta x \Delta y \left\{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2\right\}^{\frac{1}{2}} \tag{2.187}$$

ここで， C_s は Smagorinsky 定数(=0.1～0.2)である．この方法では，水平渦動粘性係数が時間的にも空間的にも変化し，平均流動場のせん断効果が考慮できる．よって，CCM でも式(2.187)で水平渦粘性係数を求めることにした．また，水温と塩分の水平渦拡散係数は，プラントル数 Pr を用いて

$$\nu_{Tx} = \frac{\nu_x}{Pr} \tag{2.188}$$

$$\nu_{Sx} = \frac{\nu_x}{Pr} \tag{2.189}$$

とする． y 方向の渦動粘性係数，渦拡散係数に関しても同様であるので省略する．

(2)　鉛直渦動粘性係数および鉛直渦拡散係数

鉛直渦粘性係数および拡散係数は，流速，水温，塩分などの鉛直分布を特徴付ける大きな要因であり，夏季の日射による成層から冬季の海面冷却による不安定な密度場まで広く対応できる乱流モデルを選択する必要がある．従来の海洋モデルで多用されてきた乱流モデルの一つとして，リチャードソン数に基づく関数型があり次式のようになる．

$$\nu_z = \nu_{z0}(1+\beta_1 Ri)^{\alpha_1} \tag{2.190}$$

$$\nu_{Tz} = \nu_{Sz} = \nu_{Tz0}(1+\beta_2 Ri)^{\alpha_2} \tag{2.191}$$

$$Ri = -\frac{g}{\rho_0}\frac{\dfrac{\partial \rho}{\partial z}}{\left(\dfrac{\partial u}{\partial z}\right)^2} \tag{2.192}$$

ここで， Ri はリチャードソン数， ν_{z0} ， ν_{Tz0} はそれぞれ中立状態の鉛直渦動粘性係数，渦拡散係数である．また， α_1 ， α_2 ， β_1 ， β_2 は実験定数であり，数多くの研究によって提案されている．特に中辻ら(1991)は，3 次元密度表層流の数値計算を行い Webb(1970)の提案式と乱流シュミット数に対しての Munk ら(1948)の提案式を組合わせた次式が最適であると述べている．

$$\nu_z = \nu_{z0}(1+5.2Ri)^{-1} \tag{2.193}$$

$$\nu_{Tz} = \nu_{Sz} = \nu_z \frac{(1+10Ri/3)^{-3/2}}{(1+10Ri)^{-1/2}} \tag{2.194}$$

しかしながら，リチャードソン数に基づく関数型は，正のリチャードソン数(安定状態)のみにしか対応しておらず，負のリチャードソン数(不安定状態)になった場合は，対流混合を表すために密度場を一様化させるようなプログラム処理(井上ら，1992)が必要である．また，田中(1993)が指摘しているように，風の吹き始めから下層でも混合が生じるなど問題がある．

そこで CCM では，広い範囲のリチャードソン数に対応し，地球物理学で扱う流れ場を想定して境界近似を適用した Mellor−Yamada Level2.5 乱流クロージャーモデル(Mellor ら，1982)を用いることにした．以下に，その最終的な方程式系を示す．

鉛直渦動粘性係数 K_M $(=\nu_z)$ および鉛直渦拡散係数 K_H $(=\nu_{Tz}=\nu_{Sz})$ は以下のようにモデル化される．

$$K_M = qlS_M \tag{2.195}$$

$$K_H = qlS_H \tag{2.196}$$

ここで， q は乱流エネルギー， l は乱流場の長さスケール， S_M および S_H は成層化関数である．

S_M および S_H は，リチャードソン数 G_H を用いて次式から求められる．

$$G_H = \frac{l^2}{q^2}\frac{g}{\rho_0}\frac{\partial \rho}{\partial z} \tag{2.197}$$

$$S_H\left[1-\left(3A_2B_2+18A_1A_2\right)G_H\right] = A_2\left[1-6\frac{A_1}{B_1}\right] \tag{2.198}$$

$$S_M\left[1-9A_1A_2G_H\right]-S_H\left[\left(18A_1{}^2+9A_1A_2\right)G_H\right] = A_1\left[1-3C_1-6\frac{A_1}{B_1}\right] \tag{2.199}$$

ここで，$\left(A_1, B_1, A_2, B_2, C_1\right) = (0.92, 16.6, 0.74, 10.1, 0.08)$ は実験定数である．

乱流エネルギー q は，次式の q^2 の輸送方程式から求められる．

$$\frac{D}{Dt}\left(\frac{q^2}{2}\right)-\frac{\partial}{\partial z}\left[lqS_q\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{q^2}{2}\right)\right] = P_s + P_b - \varepsilon \tag{2.200}$$

ここで，S_q は 0.2，P_s はせん断による乱流エネルギーの生成項，P_b は浮力による乱流エネルギーの生成項，ε は散逸率であり，以下のようにして表される．

$$P_s = lqS_M\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + lqS_M\left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 \tag{2.201}$$

$$P_b = lqS_H\frac{g}{\rho_0}\frac{\partial \rho}{\partial z} \tag{2.202}$$

$$\varepsilon = \frac{q^3}{B_1 l} \tag{2.203}$$

乱流場の長さスケール l は，次式の $q^2 l$ の輸送方程式から求められる．

$$\frac{D}{Dt}\left(q^2 l\right)-\frac{\partial}{\partial z}\left[qlS_l\frac{\partial}{\partial z}\left(q^2 l\right)\right] = lE_1\left[P_s + P_b\right]-\frac{q^3}{B_1}\left\{1+E_2\left(\frac{l}{\kappa L}\right)^2\right\} \tag{2.204}$$

ここで，$\left(E_1, E_2\right) = (1.8, 1.33)$ は実験定数，S_l は 0.2 であり，L は次式である．

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{\zeta - z}+\frac{1}{H+z} \tag{2.205}$$

また，式(2.200)，式(2.204)の海面および底面の境界条件式は以下である．

$$q^2 = B_1{}^{2/3}u_*{}^2 \qquad \text{on} \quad z = \zeta \tag{2.206}$$

$$q^2 = B_1{}^{2/3}u_*{}^2 \qquad \text{on} \quad z = -h \tag{2.207}$$

$$q^2 l = 0 \qquad \text{on} \quad z = \zeta \tag{2.208}$$

$$q^2 l = 0 \qquad \text{on} \quad z = -h \tag{2.209}$$

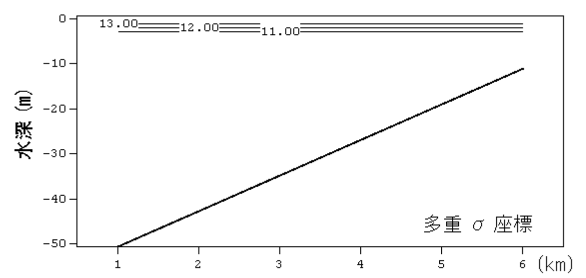
Mellor–Yamada Level2.5 乱流モデルの多重 σ 座標系への変換および離散化は N–S 式と同様に行えるので省略する．

2.5　多重σ座標の有用性の検証

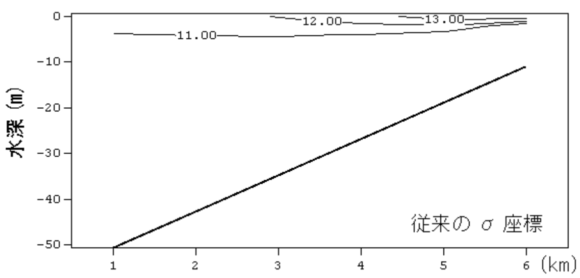
2.5.1　理想実験

多重σ座標の有用性を調べるために，CCM を用いて理想実験を行った．理想実験①として，地形勾配 1/100 の斜面上に鉛直一様な水温 10℃を設定し，これに外力として日射のみを与え，多重σ座標と従来のσ座標をそれぞれ用いて 1 日間の計算を行った．ただし，従来のσ座標の層数は 10 層とし，多重σ座標の適用領域数 N は 3，境界面水深 S は S_{I} =5m，S_{II} =20m として，従来のσ座標と多重σ座標の全選点数が同じとなるようにした．図-2.9 は，1 日後の水温の鉛直分布を示したものである．この図から，両座標の計算共に海底付近では初期の水温 10℃のままであることがわかる．これは，日射の影響が海底まで及んでいないことを示しており，海面付近の日射によって暖められた水温の鉛直分布は水深に依存せず水平方向に一様になるべきである．しかし，従来のσ座標を用いた場合の海面付近の水温は，水深の浅い場所で 13℃，深い場所で 11℃と水平方向で違いが表れている．これは，2.2 節で述べた鉛直差分精度水深依存性の問題が発生し，特に水深の深い場所において日射を扱う最上層での鉛直差分精度が悪化した結果であると考えられる．これに対して，多重σ座標を用いた場合の海面付近の水温は水平方向に一様であり，鉛直差分精度水深依存性の問題が改善されていることがわかる．

理想実験②として，図-2.10 に示すような海底地形上に初期場として静力学的にバランスしている密度成層場を設定し，外力は全く与えず多重σ座標と従来のσ座標をそれぞれ用いて 1 日間の計算を行った．ただし，多重σ座標と従来のσ座標の層数の設定は理想実験①と同じとした．この数値実験は，σ座標系における N-S 式の水平圧力勾配項の数値誤差を評価する際に頻繁に行われてきたもので，水平圧力勾配項に数値誤差を持たなければ計算を進めても流速は初期場の 0 のままとなる．図-2.11 は，1 日後の流速ベクトルを示したものである．この図から従来のσ座標では，最大 0.02m/s の流速が見られ，水平圧力勾配項の数値誤差の影響が見られる．これに対して多重σ座標を用いた場合では，最大流速でも 3×10^{-7}m/s であり，ほぼ 0 とみなせることから，従来から問題にされてきた水平圧力勾配項の数値誤差の問題も多重σ座標を用いることで改善できることが示された．



(a) 多重σ座標



(b) 従来のσ座標

図-2.9　理想実験①，1 日後の水温の鉛直分布の比較；コンターは水温で 1℃間隔．

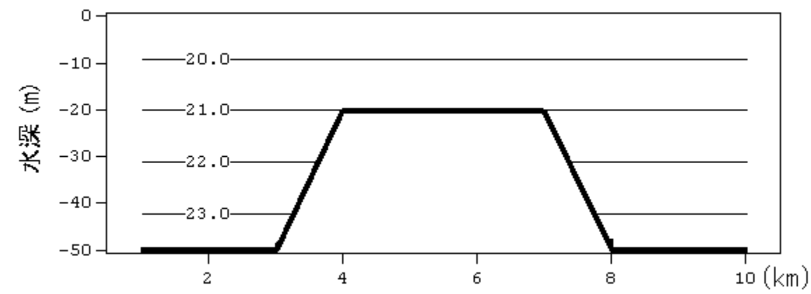
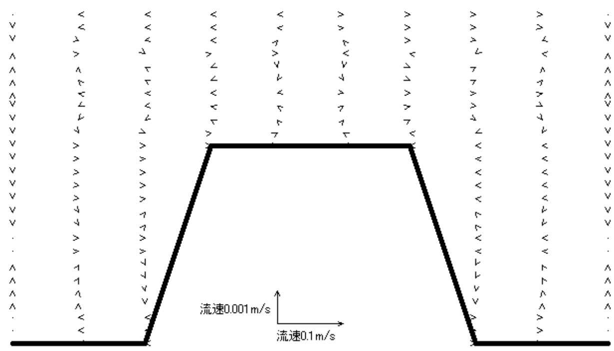
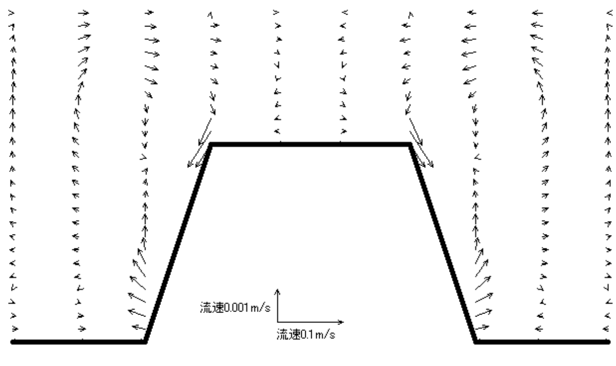


図-2.10　理想実験②の初期の密度場；コンターは密度で $1\sigma_t$ 間隔.



(a) 多重σ座標



(b) 従来のσ座標

図-2.11　理想実験②，1 日後の流速ベクトルの比較

2.5.2　実海域での検証

(1)　計算条件の設定

実海域において多重σ座標の有用性を調べるために，CCM を 3.2 節で述べる気象モデル MM5 と結合させた．その際，MM5 から出力される摩擦速度，潜熱・顕熱フラックス，短波放射，下向き長波放射，蒸発，降水量，気圧と CCM から出力される海面温度を用いて，海面での運動量フ

ラックス，熱・水蒸気・塩分フラックス，上向き長波放射，気圧勾配を計算し，両モデルへ入力するようにした．そして計算領域を図-2.1 として，2001 年 7 月 10 から 7 月 17 日まで表-2.2 の 6 つのケースで計算を行った. ここで境界面水深 S は, 計算領域内の水平選点の数を各ケースの N で等分割されるように決めた．また，Case1 は従来の σ 座標と全く同様である．なお，今回の計算では最大水深を 100m までと簡略化している．これは，Case1 では実際の水深データを元にした地形(最深部で約 1000m)で計算すると解が発散してしまい，目的である σ 座標の多重化による効果を調べることができないためであり，計算期間が 1 週間と短期間であれば内湾に影響を与える外洋の水深は 100m 以浅の部分が大きいと判断したためである.

表-2.2　検討するケース

	σ 座標の適用領域数 N	境界面水深 S
Case1	1	
Case2	2	S_{I} =3m
Case3	3	S_{I} =3m，S_{II} =22m
Case4	4	S_{I} =3m，S_{II} =19m，S_{III} =35 m
Case5	5	S_{I} =3m，S_{II} =14m，S_{III} =26 m，S_{IV} =69m
Case6	6	S_{I} =3m，S_{II} =10m，S_{III} =20 m，S_{IV} =29m，S_{V} =55m

(2)　計算結果

図-2.12 は夏季(2001 年 7 月～9 月)の NOAA 衛星のデータ解析により求めた平均海面温度である．この図によると湾口部のみで相対的に海面温度が低下している．この温度低下について，大澤ら(2003)は成層化した内湾水および外洋水が湾口付近の速い潮流と狭く複雑な海底地形によって鉛直混合した結果であると結論付けている. 計算期間は NOAA 衛星の解析期間と違っているが, 温度低下は鉛直混合が卓越する湾口部のみで生じると考えられ，内湾と外洋の中間で生じるこの現象は，多重 σ 座標の有用性を検証するのに適した対象であるといえる．そこで，この現象の再現性の観点から多重 σ 座標の効果について検討してみる．図-2.13 は計算期間中の平均海面温度を各ケースごとに示したものである. Case1 では湾口部でなく外洋で温度低下している. これは, 大水深のために外洋で差分格子間隔 Δz が大きくなり，鉛直差分の精度が悪くなった結果であると考えられる．Case2 では，湾口部でわずかに温度低下しているが，それ以上に外洋でも温度低下が見られる．Case2 では 2 領域の σ 座標のために表層付近($z=-3$ m 以浅)の Δz は，内湾も外洋も全く同じであるが，それ以深の Δz は Case1 と同じように外洋で大きくなっているためだと考えられる．これらに対して，Case3～6 では図-2.12 と同様に湾口部のみで温度低下しており，多重 σ 座標を用いることで計算が向上しているものと判断できる．特に Case4～6 のように，4 領域以上の σ 座標を用いたものでは，温度低下の領域にほとんど違いがなくなっている.

図-2.12　夏季(2001 年 7 月～9 月)における平均海面温度の分布；コンターは 0.5℃間隔で，偏差が−0.5℃以下の低温領域を灰色のトーンで表す.

図-2.13　計算期間中の平均海面温度の分布；コンターは 0.5℃間隔で，偏差が−0.5℃以下の低温領域を灰色のトーンで表す.

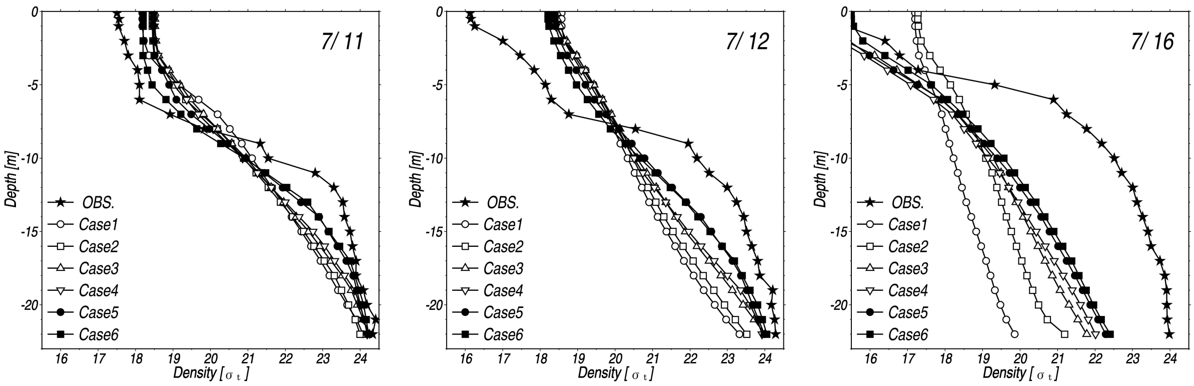


図-2.14　A 点における密度分布の観測値と計算値の比較；(左)7 月 11 日の密度，(中)7 月 12 日の密度，(右)7 月 16 日の密度.

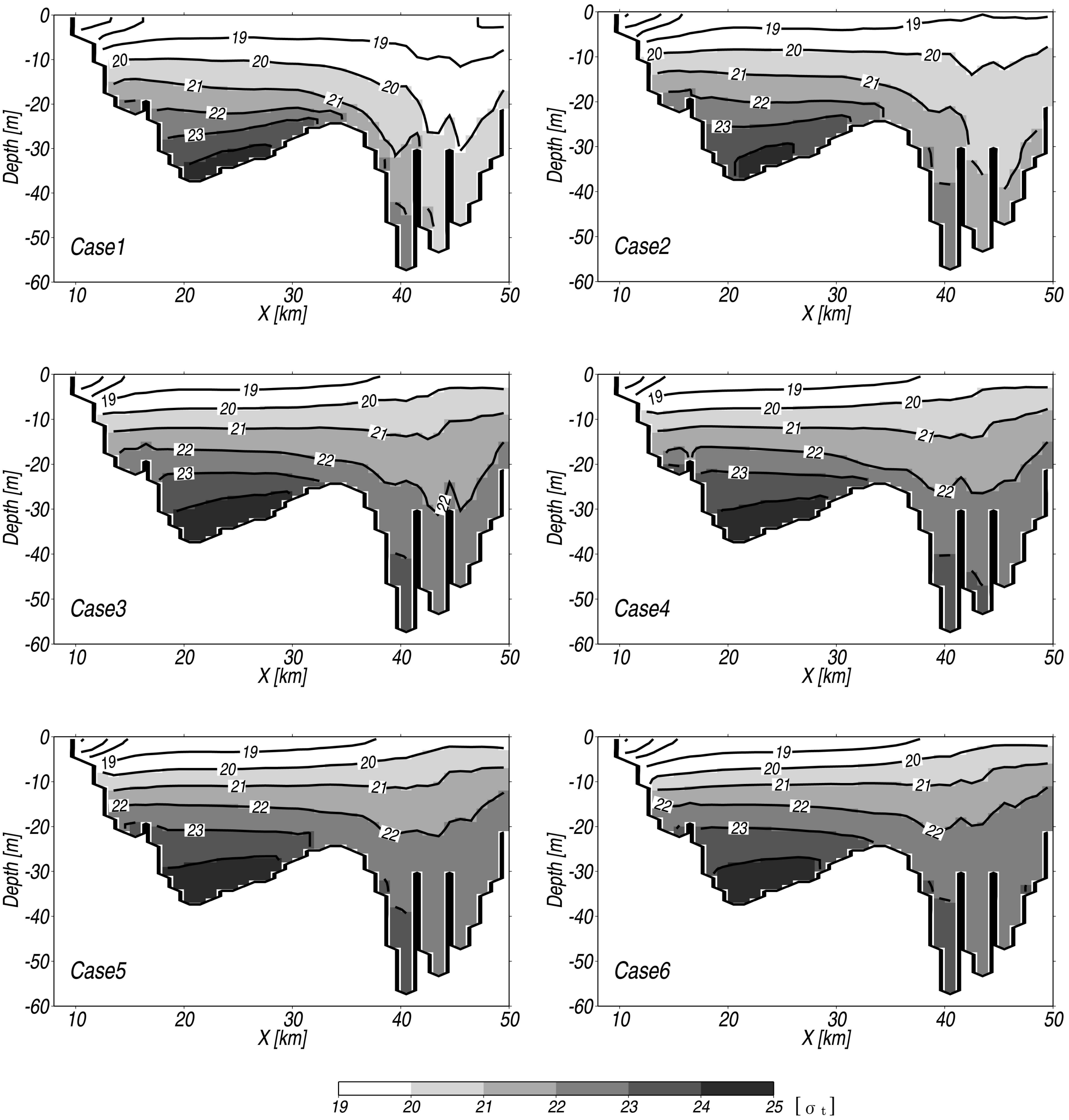


図-2.15　断面 A における計算期間中の平均密度分布；コンターは 1σt 間隔.

図-2.14 は，**図-2.1** の SB3 において 1 日 1 回(午前中)行われている温度と塩分の観測データから密度を求め，各ケースの午前 10 時の密度と比較したものである．ここでは代表的な特徴が現れた 7 月 11 日，12 日，16 日のものを示した．7 月 11 日は Case1～6 共に観測値の再現性が比較的良い例である．反対に 7 月 12 日は観測値に比べて計算値が鉛直一様になり，また 7 月 16 日は大きな河川流量のため観測値に密度躍層が現れ，成層の再現性が悪かった例である．いずれの計算においても密度分布が鉛直に一様化し過ぎる傾向があるが，Case1 から Case4 へと，よりσ座標を多重化するにつれて Case5，6 の密度分布に近づき，計算精度が向上していく様子が，全ての日に共通して見られる．

図-2.15 は，**図-2.1** の断面 A における計算期間中の平均密度分布を各ケースごとに示したものである．この図から，各ケースで外洋から進入してくる密度(図中 X=50km 付近)に差が見られ，

図-2.16　計算期間中の海面残差流.

その結果,内湾の海底付近に存在する高密度水塊の分布に違いが生じていることがわかる.また,Case1～3 では湾口付近で密度のコンターが地形に沿って大きく変動している.このように時間平均した密度場が水深に依存して大きく変動することは不自然であり，計算上の問題であると判断される．現に，σ座標が多重化するにつれて，この問題が徐々に解消されていくのがわかる．

図-2.16 は計算期間中の海面残差流を各ケースごとに示したものである．内湾の残差流場では全てのケースで筧ら(2002)が述べている夏季の伊勢湾の特徴である西側流出，東側流入の傾向が現れている.しかし,東側から流入する流速の強さなどに各ケース間で違いがある.また,Case1，2 では南西と北東の開境界付近で大きな渦が見られる．この渦は計算領域を変化させても開境界上に現れることを確認しており，計算上の問題である．そして，この渦のために外洋で南西向きの流れが強く現れている．この渦は Case3 では小さくなり，Case4～6 においてはほとんど見られなくなり，外洋の流れも Case1，2 と正反対の北東向きの流れとなっている．このように多重σ座標を用いることにより，開境界付近の計算上のエラーが減じられたことも，内湾の温度・塩分・密度等の計算精度が向上した原因の一つであると考えられる．

以上より，従来のσ座標モデルでは湾口部での海面温度や湾内での密度の鉛直分布などの再現性に問題があることが示された一方で，多重σ座標モデルでは，これらの問題が解決できることが明らかとなった．また，今回の計算は最大水深 100m までとする簡略化した伊勢湾であったことから，3m～100m 程度の水深差であっても従来のσ座標モデルでは鉛直差分精度の水深依存性が問題となることがわかり，この条件下においても多重σ座標モデルの有用性が示された．

2.6　CCM の精度検証

本節では，冬季伊勢湾において 2.4 節で開発した多重σ座標系沿岸海洋モデル CCM の精度検証を行う．その際，プリンストン大学によって開発された海洋モデル POM(Princeton Ocean Model)を組込んだ計算も併せて行い，CCM の計算結果と比較する．POM の主な特徴は以下である．

- 基礎方程式はプリミティブ方程式系．
- σ座標系を使用．
- Mellor-Yamada Level2.5 乱流クロージャーモデルを使用．
- 時間積分を外部モードと内部モードに分けることで，計算実行時間の効率が良い計算が可能である．

POM は，世界中の数多くの研究者に使用されており，このモデルを使用した論文が多数存在する．POM のホームページ(http://www.aos.princeton.edu/WWWPUBLIC/htdocs.pom)を参照することにより，それらの情報や論文，プログラムを入手することが可能である．CCM と POM を比較すると，プリミティブ方程式系を基礎方程式としていることや Mellor-Yamada Level2.5 乱流クロージャーモデルを用いていることなどの共通点がある．これに対して最も大きな違いは，CCM は多重σ座標(今回の計算では，σ座標の適用領域数 N は 5 とした）を用いているのに対し，POM はσ座標を用いている点である．また，この他にも CCM は，水平移流項には 5 次精度上流差分，水平拡散項には 4 次精度中心差分と POM に比べて高次の差分式を用いているなど座標系以外にも数多くの違いがある．

そして，これらのモデルをそれぞれ気象モデル MM5 と結合させ，計算領域を図-2.1として 2002 年 2 月 1 日から 2 週間計算して精度検証を行った．

図-2.17 は，鳥羽(図-2.1)での潮位を比較したものである．この図から，POM では干潮時にやや過小評価傾向であるものの，CCM, POM 共にほぼ実用レベルの良い精度であることがわかる．

図-2.18 は，MT 局(図-2.1)での水面下 2m の流速を比較したものである．両モデル共に，全体的に過大評価傾向であることがわかる．特に，8 日過ぎあたりからの過大評価が著しい．8 日頃からは，10m/s 近くにもなる強い風が吹き始め，このような強風時では計算精度に問題を残す結果となった．また，POM に比べると CCM は，過大評価傾向がやや改善されている．

図-2.19 は，SB3 および SB5 の観測点(図-2.1)において，1 日 1 回(午前中)行われている水温と塩分の観測データと両モデルの午前 10 時の水温と塩分を比較したものである．ここでは，2 月 3 日，7 日，15 日のものを示した．また，計算期間中の RMSE および BIAS を図-2.20 に示した．図-2.19 より，水温の観測値は表層で低温，下層で高温，塩分の観測値は表層で低塩分，下層で高塩分となっている．これは，冬季の伊勢湾の特徴である卓越した北西風のために表層で湾内から外洋へ海水が流出し，それを補うために下層で外洋水(黒潮で高温・高塩分水)が進入するためである(関根，1999)．図-2.19 の 3 日，7 日の図から，CCM は POM に比べて水温，塩分共に，これらの現象の再現性が良いことがわかる．また，図-2.20 の統計値においても，CCM は特に下層で POM より計算精度が改善されている．これは，外洋水の進入を精度良く扱えるよう開発した多重σ座標を用いたためだと考えられる．しかし，両モデル共に表層付近では，木曽三川による低塩分水の現れ方が弱く，河川水の流入流量やその取扱いに問題があると考えられる．強風時である 15 日においては，両モデル共に，水温および塩分が鉛直一様な分布となり再現性が極端に悪くなっていることがわかる．これは，両モデルに用いられている Mellor-Yamada Level2.5 乱流クロージャーモデルによって算出される渦拡散係数が強風時に過大傾向にあることに起因していると考えられる(詳細は 4.2 節を参照のこと).

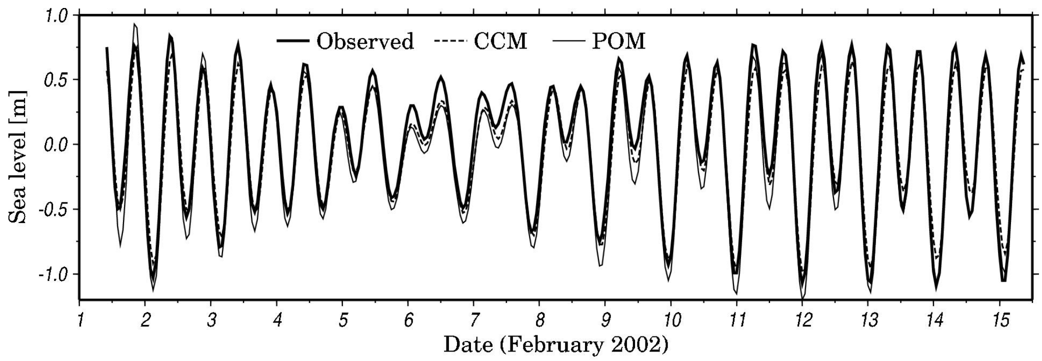


図-2.17　鳥羽における潮位の比較

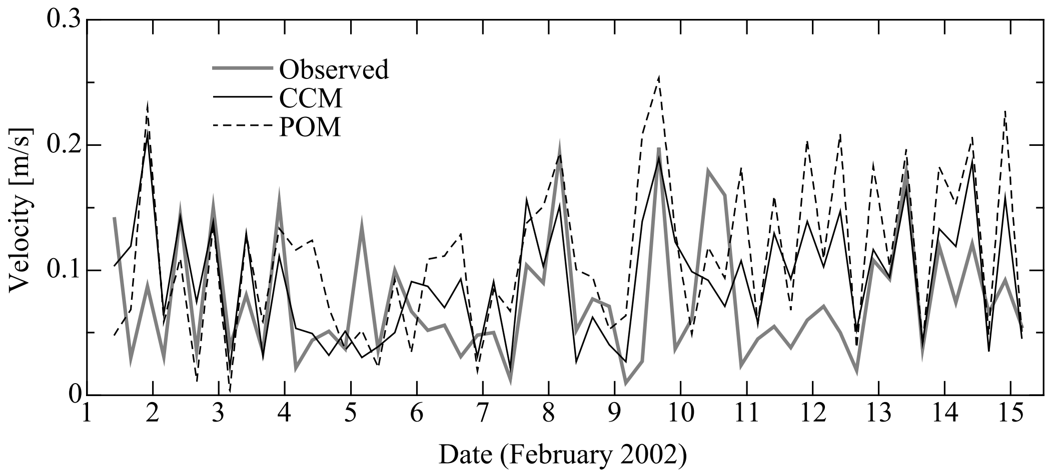


図-2.18　MT 局における水面下 2m の流速の比較

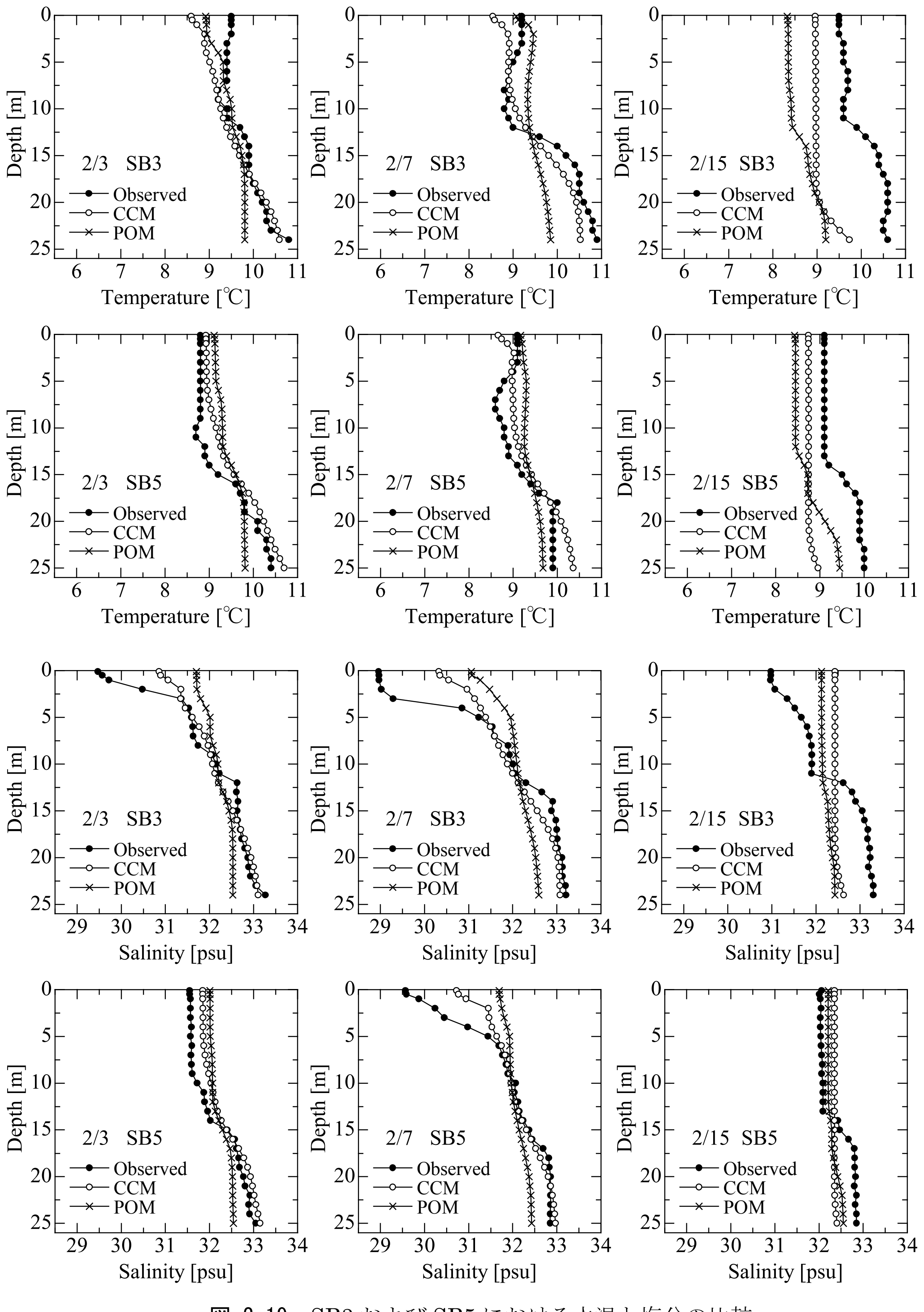


図-2.19　SB3 および SB5 における水温と塩分の比較

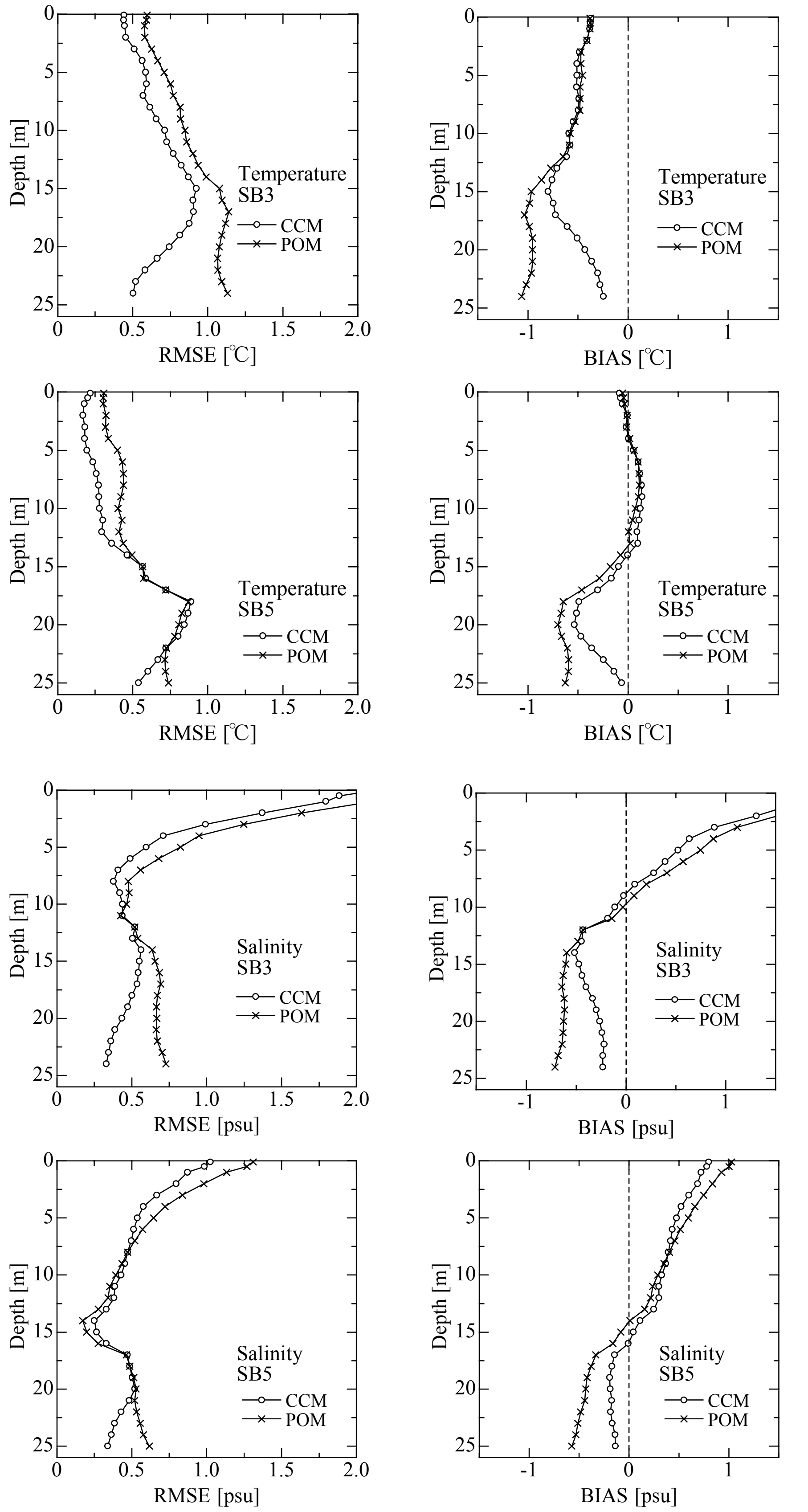


図-2.20　SB3 および SB5 における水温と塩分の統計値(RMSE，BIAS)

2.7　結語

本章では，外洋との海水交換を適切に扱うために大水深の外洋から浅海域である沿岸までを連続的に精度良く解くことのできる多重σ座標系を提案し，それを用いた多重σ座標系沿岸海洋モデル CCM を開発した．これを伊勢湾における海水流動計算に用い，従来のσ座標の問題点，多重σ座標の有用性および CCM の精度について検討した．以下にその主要な結果を示す．

1. 大水深の外洋から沿岸までの海水流動をσ座標によって連続的に計算する場合，鉛直差分精度の水深依存性が問題となること明らかにした．
2. 鉛直差分精度の水深依存性の問題を解決するために，計算領域を鉛直方向に多数に分割し，各領域に対してそれぞれσ座標を適用する多重σ座標系を提案した．
3. 多重σ座標を用いた海洋モデル CCM を開発して，夏季伊勢湾において 1 領域のσ座標(従来のσ座標)から 6 領域の多重σ座標まで精度検証を行った．その結果，従来のσ座標モデルでは湾口部での海面温度や湾内での密度の鉛直分布などの再現性に問題があることが示された一方で，多重σ座標モデルでは，これらの問題が解決できることを明らかにした．
4. 冬季伊勢湾において CCM と POM の精度検証を行った．その結果，CCM は POM に比べて潮位，流速，水温，塩分を精度良く計算できることを明らかにした．しかし，強風時においては，両モデル共に渦拡散係数が過大傾向になり，その精度は著しく悪化した．

参考文献

石井敏雅・磯部雅彦・渡辺　晃（1993）：非定常緩勾配不規則波動方程式における境界条件の改良と実用化の試み，海岸工学論文集，第 40 巻，pp.31–35.

井上和也・岩佐義郎・木下昌樹（1992）：沿岸水域における埋め立てが河口からの洪水流出に及ぼす影響の解析，京都大学防災研究所年報，第 35 号，B–2，pp.153–167.

井上和也・田中正博（1993）：3 次元モデルによる塩水遡上の解析，水工学論文集，第 37 巻，pp.319–324.

大澤輝夫・伊藤秀文・水谷英朗・西部隆一郎・安田孝志（2003）：成層期における伊勢湾口での海面温度低下と鉛直混合，海岸工学論文集，第 50 巻，pp.946–950.

筧　茂穂・藤原建紀・山田浩且（2002）：伊勢湾における密度・流動構造の季節変化，海岸工学論文集，第 49 巻，pp.386−390.

加藤　茂（1999）：風と波によって形成される広域海浜流の 3 次元モデルに関する研究，岐阜大学学位論文，p.59.

久保田雅久・青山　靖（1990）：海洋数値モデルにおける Open Boundary Condition，沿岸海洋研究ノート，第 27 巻，第 2 号，pp.178−200.

関根義彦（1999）：伊勢湾内外の沿岸フロントの季節変動観測，沿岸海洋研究，第 37 巻，第 1 号，pp.69−76.

田中昌宏（1993）：成層化した湾の風による混合と流れのモデル化について，海岸工学論文集，第 40 巻，pp.1096−1100.

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.19−28.

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.

灘岡和夫・吉野忠和・二瓶泰雄（2000）：沿岸海水流動数値計算法の高度化のための Dual−σ座標系の提案，土木学会論文集，No.656/Ⅱ−52，pp.183−192.

二瓶泰雄・山崎裕介・西村　司・灘岡和夫（2002）：浅水流場を対象とした三次元数値モデルの近似手法に関する検討　σ座標系と静水圧近似に着目して，海岸工学論文集，第 49 巻，pp.411−415.

日野幹雄・仲座栄三（1988）：数値波動解析における新しい無反射境界スキームの平面二次元問題への適用，海岸工学論文集，第 35 巻，pp.262−266.

福本　正（1997）：大村湾における流動特性と水質予測に関する研究，長崎大学学位論文，pp.140−142.

Clayton A. P. and J. J. Simpson (1977)：Irradiance Measurements in the Upper Ocean. Journal of Physical Oceanography, Vol.7, No.6, pp.952−956.

Matsumoto, K., T. Takanezawa and M. Ooe (2000)：Ocean tide models developed by assimilating TOPEX/POSEIDON altimeter data into hydrodynamical model, A global model and a regional around Japan, J. Oceanography, Vol.56, pp.567−581.

Mellor, G. L. and T. Yamada (1982)：Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, Rev. Geophys. Space Phys., Vol.20, No.4, pp.851−875.

Mellor, G. L. (2004)：Users Guide for A Three−Dimensional, Primitive Equation, Numerical Ocean Model, http://www.aos.princeton.edu/WWWPUBLIC/htdocs.pom

Munk, W. H. and E. R. Anderson (1948) : Notes on a theory of the thermocline, J. Marine Res., Vol.7, pp.276–295.

Noye, B. J. (1984) : Finite Dierence Techniques for Partial Dierential Equations Computational Techniques for Dierential Equations, pp.95–354.

Noye, B. J. (1999) : Modelling Coastal sea processes, World Scientific, pp.21–56.

Orlanski, I. (1976) : A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows, J. Comput. Phys., Vol.21, pp.251–269.

Rai, M. M. and P. Moin (1991) : Direct simulations of turbulent flow using finite–difference schemes. J. Comput. Phus., Vol.96, pp.15–53.

Richardson, L. F. (1926) : Atmospheric diffusion shown on a distance–neighbour graph, Proc. Roy. Soc. London, A110, pp.709–737.

Sommerfeld, A. (1964) : Lectures on Theoretical Physics, volume 6, chapter 28, Academic Press.

UNESCO (1981) : The practical salinity scale 1978 and the international equation of state of seawater 1980, UNESCO technical papers on marine science.

Webb, E. K. (1970) : Profile–relationships, the log–linear range and extension to strong stability, Quart. J. R. Met. Sci., Vol.96, pp.67–90.

第３章

大気－海洋－波浪結合モデルの開発

3.1　概説

大気・海洋・波浪場の結合計算は，Bao ら(2000)，小林ら(2001)，金ら(2004)によって行われているが，メソスケールにおいて，吹送流や風波砕波の運動力学的過程から日射や潜熱・顕熱の熱力学過程までを同時に含めた計算は，これまで行われていない.

そこで本研究では，気象場の計算にはペンシルベニア州立大学と米国大気研究センターで開発されたメソ気象モデル MM5,海洋場の計算には**第 2 章**において開発した多重σ座標系沿岸海洋モデル CCM，波浪場の計算にはデルフト工科大学で開発された波浪推算モデル SWAN をそれぞれ用い，これらを PC-Linux 上のシェルスクリプトで結合させて大気－海洋－波浪結合モデルを開発する.

そして, 夏季および冬季の伊勢湾において計算を行い, 結合モデルの有用性について検討する. また，激しい海面相互作用が起こる例として，台風 0416 号下での海水流動計算を行い，結合計算が海洋場および台風に与える影響を明らかにする.

3.2　各モデルの概要

大気－海洋－波浪結合モデルに用いるモデルは, 気象場の計算には気象モデル MM5, 海洋場の計算には海洋モデル CCM，波浪場の計算には波浪モデル SWAN である．以下に，気象モデル MM5 および波浪モデル SWAN の概要を述べる.

(1)　気象モデル MM5

MM5 は, ペンシルベニア州立大および米国大気研究センターで共同開発されたメソスケールの気象モデル(Dudhia, 1993；Grell ら, 1995)である. このモデルはホームページ(http://www.mmm.ucar.edu/mm5/)において公開されている.

気象学の分野では，メソスケールはおよそ 2km～2000km の間のスケールとして定義される．MM5 は，このメソスケールを対象として流体力学的・熱力学的変数を予報するものである．モデル内には，大気過程，雲微物理過程や積雲過程，放射過程，大気境界層過程，地表面過程など，あらゆる大気力学・熱力学的な物理過程が含まれている．基本的な予報変数は，風速 3 成分と温度，圧力の 5 つであり，この他に雲物理量，放射量，土壌温度なども同時に計算される．MM5 の大きな特徴は，客観解析値と呼ばれる等時間間隔に保存された広域気象場の 3 次元データを初期値，境界値および同化値としてモデルに取り込みやすいという点である．さらに，複数の計算領域を入れ子状に配置して同時に計算(ネスティング)することが可能である．これら MM5 の詳細については，**付録 A** で述べる．

MM5 は，韓国気象庁やギリシャ環境研究所において現業の気象予報モデルとして運用されるなどの実績がある．また，大澤ら(2002)は冬季伊勢湾沿岸域を対象として MM5 の精度検証を行い，各気象要素が実用レベルの計算精度を有することを明らかにしている．Fukao ら(2004)は中部・近畿地方を囲む約 450km 四方の領域を解像度 3km で計算することにより年間のデータベースを作成し，それを用いて伊勢湾沿岸域を対象とした各気象要素の精度検証を行った．その結果，風速および風向について，10km 格子の気象庁メソスケールモデル(MSM)による客観解析値(GPV)と比較して MM5 の計算精度が大幅に改善されることを明らかにした．これらの実績や研究からわかるように MM5 の計算精度は実用レベルのものであり，本研究で開発する結合モデルにこのモデルを組込むことにした．

また，橋本ら(2003)は伊勢湾周辺の計算の際，日本の地形に合うようにオリジナルの MM5 の地形データセットに代えて国土地理院発行の国土数値情報を基にした地形データセットを使用し，計算精度が改善されることを示している．そこで，本研究でも伊勢湾の計算の際にはこの地形データセットを用いることにした．

(2)　波浪モデル SWAN

波浪推算モデル SWAN(Simulating WAves Nearshore)はデルフト工科大学で開発された第 3 世代の浅海域波浪推算モデルであり，ホームページ(http://fluidmechanics.tudelft.nl/swan/)において公開されている(Booij ら，1999；Holthuijsen ら，2004)．

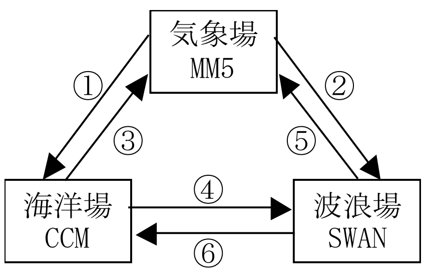
表-3.1 は，SWAN の主な特徴を示したものである(橋本ら，2002)．SWAN では平面直交座標系と球面座標系の 2 種類の座標系を選択することが可能である．このため直交座標系による湾，湖などの局所領域スケールの波浪推算から，球面座標系による全球スケールの波浪推算まで計算可能とする．またこのモデルの前身である深海域波浪推算モデル WAM において考慮されていた風から波へのエネルギー輸送項，4 波共鳴非線形相互作用による成分波間でのエネルギー輸送項，白波砕波によるエネルギー散逸項，海底面摩擦によるエネルギー散逸項に加えて，新しく浅水砕波によるエネルギー散逸項，浅水領域で顕著となる 3 波共鳴非線形相互作用による成分波間でのエネルギー輸送項が追加され，深海域から極浅海域まで対応できるようになっている．これらの詳細は**付録 B** で述べる．内湾や沿岸域に対する SWAN の計算例は，伊勢湾に対する小林ら(2003)や日本沿岸に対する間瀬ら(2001)の研究など数多く存在し，計算精度の高さが実証されている．

表-3.1　SWAN の概要(橋本ら，2002)

項目	内容
基礎方程式	・波作用量平衡方程式
物理過程	・波の伝播 ・海底地形及び流れによる波の屈折 ・浅水変形 ・風によるエネルギー入力 ・白波砕波理論によるエネルギー消散 ・海底摩擦によるエネルギー消散 ・地形性砕波 ・4 波共鳴非線形相互作用によるエネルギー輸送 ・3 波共鳴非線形相互作用によるエネルギー輸送 ・波による水位変化 ・防波堤等港湾構造物がある場合の波の反射
数値計算手法	・2 次風上差分法(移流項空間差分) ・1 次風上差分，2 次中心差分のハイブリッド法 (スペクトル空間差分) ・方程式全体を繰り返し計算で解く近似的陰解法 ・DIA(4 波共鳴の非線形相互作用) ・LTA(3 波共鳴の非線形相互作用) ・側面境界は開境界条件 ・１方向ネスティング
入力条件	・海上 10m 風 ・水深データ ・流れの流速データ ・水位の平面分布データ ・海底の摩擦係数平面分布データ
計算領域	・1km～5,000km 程度(格子間隔 10m～100m 程度)

3.3　海面境界過程

図-3.1 は，大気－海洋－波浪結合モデルにおいて海面相互作用として各モデル間で交換する変数を示したものである．本節では，これらについて述べる．



①；風速，摩擦速度，潜熱フラックス，
　　顕熱フラックス，短波放射，長波放射，
　　蒸発量，降水量，気圧
②；風速，摩擦速度
③；海面水温
④；流速，水面変位
⑤；波浪による粗度高さ
⑥；波齢，有義波高

図-3.1　大気－海洋－波浪結合モデルにおいて海面相互作用として各モデル間で交換する変数

3.3.1　気象場と海洋場の間での物理交換

(1)　摩擦速度

大気側の摩擦速度 u_* は，MM5 において以下のようにして求められる．

$$u_* = \frac{\kappa V_a}{\ln \dfrac{z_a}{z_0} - \psi_m} \tag{3.1}$$

ここで，V_a はモデル最下層の風速である．また，ψ_m はバルク・リチャードソン数の無次元安定度関数であり，MM5 の大気境界層スキームによって求め方が異なる．代表的な大気境界層スキームである Blackadar スキームでは，まず大気境界層の状態によって安定状態，機械的乱流状態，強制対流状態，自由対流状態の 4 つに分類し，さらに，大きく前者 3 つの安定レジームと後者 1 つの自由対流レジームに分類する．そして，安定レジームの場合は，Monin−Obukhov の相似則(Monin ら，1954)および K−理論によって ψ_m を求める．一方，自由対流レジームの場合は，熱プリュームによる大気境界層全体の鉛直混合を考えるため，そこでは局所的な K−理論による混合ではなく，大気境界層全体の熱的構造に依存する非局所的混合を考慮して ψ_m を求める．このように MM5 の摩擦速度算出法は，大気の安定度を考慮できるのが特徴である．そして，海上における大気の安定度は海面温度に大きく依存するので，CCM で計算された海面温度を MM5 へ入力する結合計算が非常に重要となる．また，z_0 は粗度長，z_a はモデル最下層の高さであり，オリジナルの MM5 では粗度長 z_0 を次式で求めている．

$$z_0 = \frac{0.032 u_*^2}{g} + 10^{-4} \tag{3.2}$$

結合モデルでは，3.3.2 節で述べる SWAN によって算出される粗度長を式(3.2)の代わりに用いる．そして，摩擦速度は式(2.164)および式(2.165)によって運動量フラックスに変換され，CCM の海面境界条件式(2.160)および式(2.161)において用いられる．

(2)　短波放射

短波放射 Q_s は太陽からの放射であり，以下のようにして求められる．

$$Q_s = S_0 (1 - A) \tau \cos\phi \tag{3.3}$$

ここで，S_0 は太陽定数，ϕ は太陽の傾きの天頂角，A はアルベドであり反射光のフラックスと入射光のフラックスの比で表される．τ は短波透過率であり，MM5 の中では上・中・下層の 3 つの層における雲の割合 n_i の関数として与えられる．また，太陽定数とは，地球と太陽の平均距離において大気の上端で太陽光線に垂直な単位面積に単位時間あたりに入射するエネルギーのことで，一般的に 1,365W/m² の値が用いられる．そして，短波放射は CCM の熱生成項である式(2.13)において用いられる．

(3)　長波放射および潜熱・顕熱フラックス

長波放射は，物体自身が常に放射するエネルギーのことであり，太陽放射に比べて波長が長いことから長波と呼ばれている. 長波放射は, 上向き長波放射と下向き長波放射の和として表され, 上向きとは海面が大気に向かって放射する方向を意味し, 下向きとは大気(雲など)が海面に向かって放射する方向を意味する.

上向き長波放射 $I^{\uparrow}$ は，以下のようにして求められる.

$$I^{\uparrow} = \varepsilon_g \sigma_{SB} T_g^{\,4} \tag{3.4}$$

ここで，ε_g は平板射出率，σ_{SB} はステファン・ボルツマン定数(5.67×10^{-8} W・m^{-2}・K^{-4})，T_g は地表(海)面温度を表す.

一方，下向き長波放射 $I^{\downarrow}$ は，物体温度の 4 乗に比例することが知られており，以下のようにして求められる.

$$I^{\downarrow} = \varepsilon_g \varepsilon_a \sigma_{SB} T_a^{\,4} (1 + \sum_{i=1}^{3} c_i n_i) \tag{3.5}$$

ここで，ε_a は大気長波射出率，T_a は地表(海)面上の大気の温度，c_i は雲による長波放射増幅係数である．また，射出率は，黒体度と同じ意味であり，黒体とは入射する全ての放射を吸収し，全く反射しないような理想的物体を意味することから, 黒体度(射出率)は放射量の吸収率(0～1)を表し, 1 ならば全ての放射を物体が吸収し, 逆に 0 ならば全ての放射を物体が透過することになる.

顕熱フラックス H_S は，以下のようにして求められる.

$$H_S = C_{pm} \rho_a \kappa u_* T_* \tag{3.6}$$

ここで，T_* は摩擦温度であり，以下のように定義される.

$$T_* = \frac{\theta_a - \theta_g}{\ln \dfrac{z_a}{z_0} - \psi_h} \tag{3.7}$$

θ_a は最下層の温位，θ_g は地表(海)面の温位，ψ_h はバルク・リチャードソン数の無次元安定度関数である.

潜熱フラックス H_L は，以下のようにして求められる.

$$H_L = L_v \rho_a M \kappa u_* \left[\ln \left(\frac{\kappa u_* z_a}{K_a} + \frac{z_a}{z_l} \right) - \psi_h \right]^{-1} \left(q_{vs}(T_g) - q_{va} \right) \tag{3.8}$$

ここで，L_v は単位質量あたりの蒸発潜熱，M は蒸発効率，$q_{vs}(T_g)$ は地表面温度 T_g での飽和比湿，q_{va} はモデル最下層での比湿，K_a は分子拡散，z_l は分子粘性層の厚さである.

長波放射，顕熱，潜熱は海面で交換される熱量 Q_0 として，次式のようにまとめられ，CCM の海面境界条件式(2.162)において用いられる(ただし，Q_0 は海面から大気に向かって放出する方向を負と定義する).

$$Q_0 = -\left(I^{\uparrow} - I^{\downarrow} + H_S + H_L \right) \tag{3.9}$$

(4)　蒸発・降水量

蒸発量 E (kg･m^{-2}･s^{-1})は，次式のように潜熱フラックス H_L を気化の潜熱量で割ることで求められる．

$$E = H_L / \left(2.50\times 10^6 - 2400T_a\right) \tag{3.10}$$

ただし，T_a は海面上の気温(℃)である．そして，海面での塩分 S (psu)，淡水の密度 ρ_w (kg/m^3)および蒸発量 E と降水量 P_r (kg･m^{-2}･s^{-1})の差を用いて海面での塩分収支量 R_S (psu･m/s)を求める．

$$R_S = \frac{(E - P_r)S}{\rho_w} \tag{3.11}$$

これは，CCM の海面境界条件式(2.163)において用いられる．

3.3.2　気象場と波浪場の間での物理交換

オリジナルの SWAN の摩擦速度算出法は，次式の Wu(1982)のバルク式である．

$$u_*^{\,2} = C_D U_{10}^2 \tag{3.12}$$

$$C_D = \begin{cases} 1.2875\times 10^{-3} & U_{10} < 7.5\mathrm{m/s} \\ \left(0.8 + 0.065\times U_{10}\right)\times 10^{-3} & U_{10} \geqq 7.5\mathrm{m/s} \end{cases} \tag{3.13}$$

ここで，U_{10} は海面上 10m の風速，C_D は抵抗係数である．しかし，この Wu のバルク式は，大気の安定度を常に中立状態と仮定し，安定・不安定状態に対応していない．そこで結合モデルでは, Wu のバルク式の代わりに MM5 と CCM の結合計算によって安定状態から不安定状態まで幅広く対応できる式(3.1)を用いて摩擦速度を求め，それを SWAN に与える．

また, SWAN では, 波浪による粗度高さ z_e を以下のようにして計算している(Janssen, 1991).

$$z_e = \frac{z_0}{\sqrt{1 - \tau_w/\tau}} \tag{3.14}$$

$$z_0 = \hat{\alpha}\frac{u_*^{\,2}}{g} \tag{3.15}$$

$$\vec{\tau}_w = \rho_w \int_0^{2\pi}\int_0^{\infty} \sigma B E(\sigma,\theta)\frac{\vec{k}}{k}\, d\sigma d\theta \tag{3.16}$$

ここで，$\hat{\alpha}$ は定数($\hat{\alpha}$ =0.01)，$\vec{\tau}_w$ は波の応力ベクトル，σ は周波数，B は風による発達項，θ は波向，E は波浪スペクトル，k は波数である．結合モデルでは，式(3.14)を式(3.2)の代わりに用い，摩擦速度の算出に波浪場の影響が考慮されるようにした．

3.3.3　海洋場と波浪場の間での物理交換

Mellor–Yamada Level2.5 乱流モデルにおける乱流エネルギー q^2 の輸送方程式の海面境界条件式は，次式である(Mellor ら，1982).

$$q^2 = B_1^{2/3} {u_{*w}}^2 \qquad \text{on} \quad z = \zeta \tag{3.17}$$

ここで，u_{*w} は水側の摩擦速度，B_1 は実験定数(=16.6)である．この式は，海面において対数分布則を仮定して導かれたものである．その後，Mellor ら(2004)は，式(3.17)に代わって砕波の影響を考慮した次式を提案した.

$$q^2 = \left(15.8\alpha_{CB}\right)^{2/3} {u_{*w}}^2 \qquad \text{on} \quad z = \zeta \tag{3.18}$$

ここで，α_{CB} は波齢 C_w をパラメータとする関数であり，Terry ら(1996)の観測結果から

$$\alpha_{CB} = 15C_w \exp\left\{-1\times\left(0.04C_w\right)^4\right\} \tag{3.19}$$

として与えられる．しかし，数値計算において式(3.19)に用いることが可能なほど面的・時間的に詳細な波齢のデータ(観測値)が入手できることはほとんどなく，Mellor ら(2004)は一定の値 α_{CB} =100 を用いている．結合モデルでは SWAN によって波齢 C_w を算出することが可能であり，これを式(3.19)に与えることにした．このようにすることで，面的・時間的にも変化のある詳細な α_{CB} が算出され，その結果，海面境界条件式(3.18)がより精度良く計算できると考えられる．

3.4　結合モデルの構築方法

大気－海洋－波浪結合モデルは，気象モデル MM5，海洋モデル CCM，波浪モデル SWAN を独立に存在させ，それらを同時に実行し，**図–3.1** で示した海面相互作用の変数を任意の交換時間間隔 E_T 毎に交換することで構築される．その際，それぞれのモデルの実行や変数の交換等の管理を行うのが，PC–Linux 上のシェルスクリプトで記述されたプログラム(以降，カップラーと呼称)である．各モデルは計算領域および解像度に差があることから，変数の交換は緯度経度情報を基に，一番近い格子同士のデータを交換する．その際，気象モデルにおいて陸上と海上では気象データに大きな違いがあることから，CCM および SWAN に入力する気象データは，常に海上のデータを入力するようにプログラム処理をしている．また，3 つのモデルは，それぞれの計算方法や計算条件によって計算実行速度に差が生じ，交換時間間隔 E_T 毎で変数を同時に交換するためには，各モデルの同期処理を行う必要がある．この同期処理は，Fortran で記述された各モデルのプログラムコードに E_T 毎で実行される無限ループのステートメントを追加し，モデルの進行を一時的に停滞させることで行われる．その際，無限ループステートメント実行中のモデルは，カッ

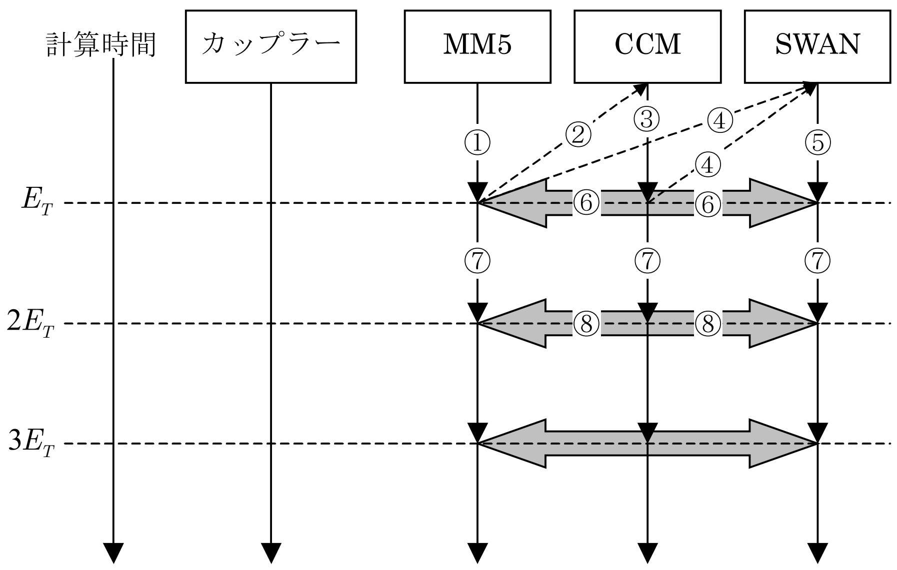


図-3.2　大気－海洋－波浪結合モデルの実行過程

プラーによって Liunx 上での停止状態にされ，計算機負荷が軽減される．そして，3 つのモデルの計算時間が揃ったら，それぞれのモデルは交換する変数をファイルに書出し，カップラーによってこれらの交換処理が行われる．その後，カップラーからシグナルが送られ，各モデルにおいて Liunx 上での停止状態の解除および無限ループの離脱処理が行われ，各モデルの計算が続行される．**図-3.2** は，これらの処理を図示したものである．特に，最初の交換時間である E_T までは，それぞれの初期値作成のために次のような手順で実行されている．

① MM5 を E_T 時間まで実行し，その後，同期処理に入る．
② MM5 の E_T 時間後のデータを CCM の気象条件の初期値と仮定し，CCM へ入力する．
③ CCM を E_T 時間まで実行し，その後，同期処理に入る．
④ MM5 および CCM の E_T 時間後のデータを SWAN の入力条件の初期値と仮定し，これを用いて SWAN のオプションである定常計算を行い，この定常状態の波浪データを SWAN の初期場とする．
⑤ SWAN を E_T 時間まで実行し，その後，同期処理に入る．
⑥ MM5，CCM，SWAN の間で変数を交換する．
⑦ MM5，CCM，SWAN の同期処理を解除し，計算を続行させる．
⑧ MM5，CCM，SWAN の間で変数を交換する．以降は，⑦と⑧の繰り返しである．

以上の処理は，変数の交換時間間隔 E_T の間は気象場，海洋場，波浪場の時間的変化は無視できると仮定して行われている．E_T の時間が短ければ，この仮定は満たされるが同期処理および変数の交換が頻繁に行われるために計算実行速度は遅くなる．反対に，E_T の時間が長ければ，計算実行速度は速くなるものの前述の仮定は満たされなくなる．実際の計算において，どの程度の交換時間間隔 E_T であればよいのかは，次節で検討する．

3.5　結合モデルの精度検証

3.5.1　海面相互作用変数の交換時間間隔の検討

本節では，実際の海域において結合モデルの海面相互作用変数(海面物理交換量)の交換時間間隔 E_T を検討する．そのために，伊勢湾を計算対象として 2002 年 2 月の一ヶ月間を $E_T = 1$ 時間，10 分，5 分の 3 ケースでそれぞれ計算した．そして，風速，流速，水温，塩分，有義波高の計算結果について 3 ケース間で比較を行った．**図-3.3** は，3 ケース間で最も違いの表れた伊勢湾湾奥の観測点における水温の鉛直分布であり，計算開始から 10 日後の 2 月 10 日，20 日後の 2 月 20 日，計算終了時の 2 月 28 日のものを示した．これより，10 日の図では 3 ケースの間にほとんど差が見られないが，20 日，28 日の図では $E_T = 1$ 時間と $E_T = 10$ 分のケースに約 1℃の差が見られ，$E_T = 10$ 分のケースの方が計算精度が良いことがわかる．これは，$E_T = 1$ 時間のケースでは前述した交換時間間隔の間の気象，海洋，波浪場の時間的変化が無視できるという仮定が満たされず，20 日間計算を行うことで，その影響が温度場に表れたものと考えられる．また，$E_T = 10$ 分のケースと $E_T = 5$ 分のケースでは，計算終了時まで温度場に差が見られず，このことから $E_T = 10$ 分であれば気象場，海洋場，波浪場の時間的変化は無視できるものと判断される．

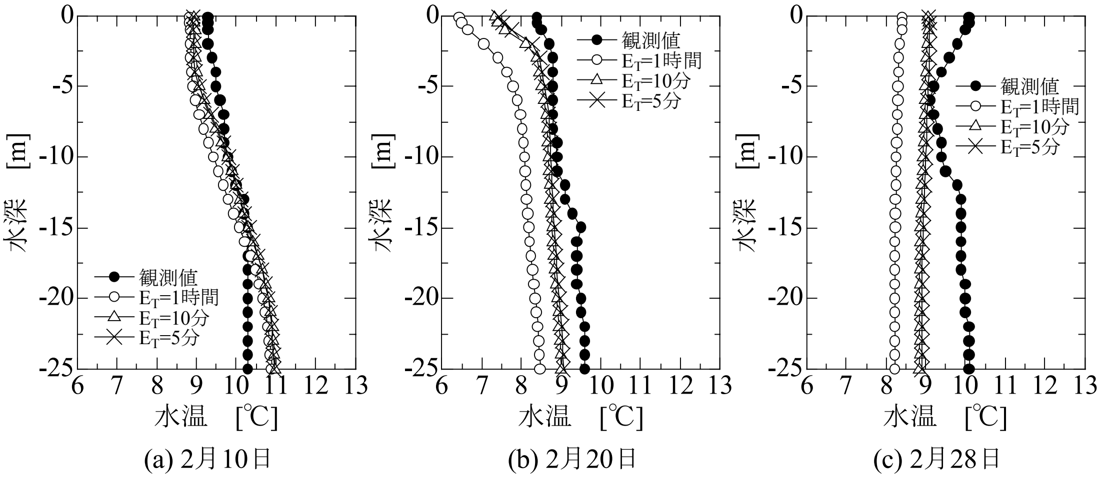


図-3.3　伊勢湾湾奥の観測点における水温の比較

3.5.2　大気境界層スキームが海洋場に与える影響

浅海域に対する数値計算では，運動量フラックスや熱フラックス等の気象場からの海面境界過程の影響が支配的であり，これらを精度良く計算することが重要となる．大気－海洋－波浪結合モデルにおいて，気象場からの海面境界過程を直接取扱うのは気象モデル MM5 に組込まれている大気境界層スキームであるが，この大気境界層に関する統一的な理論はまだ確立されておらず，

MM5 では用意された 5 つの大気境界層スキームの内からユーザーが 1 つを選択することになる．しかしながら，この選択が風況計算精度に大きな差を与えることが明らかとなっており(橋本ら，2004)，さらに大澤ら(2004)の研究では，大気境界層スキーム間の風速計算差異は低高度ほど顕著であり，月平均風速差が最大 1.2m/s(月平均風速比 13%)にも及ぶことを示している．このことから大気境界層スキームは，結合モデルにおいて海面境界過程として扱う運動量フラックスや熱フラックス等にも大きな影響を与えるものと考えられる．そこで本節では，伊勢湾を計算対象として，大気－海洋－波浪結合モデルにおいて MM5 の代表的な 2 つの大気境界層スキームを用いてそれぞれ計算を行い，これらを比較することで大気境界層スキームが海面境界過程および海洋場に与える影響を明らかにする．

(1)　大気境界層スキーム

大気境界層スキームでは，**図-3.4** に示すように地表(海)面の摩擦による影響や，地表(海)面からの熱，水フラックスの付加，乾燥対流による鉛直混合および地表(海)面の熱的な鉛直混合に伴う局地循環など，地表(海)面に関する複雑な物理過程を取扱っている．**表-3.2** に MM5 のオプションである 5 つの大気境界層スキームの特徴を示した．

本節において比較計算に用いる大気境界層スキームは，MM5 の代表的な Blackadar スキーム(Zhang ら，1982)と Eta スキーム(Janjic，1990)とした．Blakadar スキームは，安定状態，機械

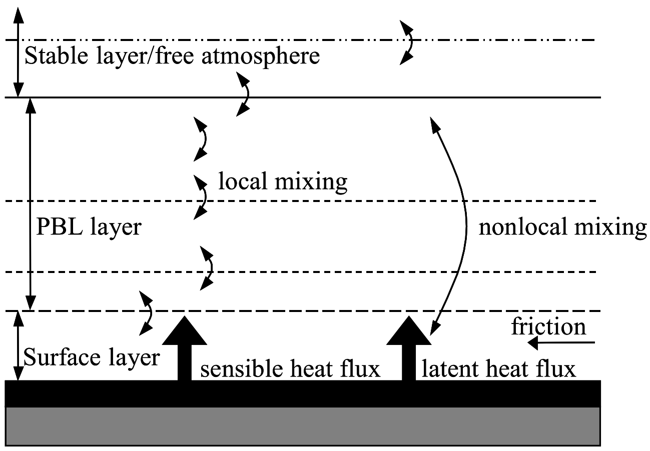


図-3.4　大気境界層過程の概要(MMM-NCAR，2001)

表-3.2　MM5 に実装されている大気境界層スキームの比較

大気境界層スキーム	Blackadar	Eta	Burk-Thompson	MRF	Gayno-Seaman
乱流クロージャー	K-理論	M-Y lev.2.5	M-Y lev.2.5	K-理論	M-Y lev.2.5
接地境界層	Monin-Obukhov	Monin-Obukhov	Louis	Monin-Obukhov	Monin-Obukhov
安定度区分	4 区分	2 区分	2 区分	4 区分	4 区分
非局所混合	有	無	無	有	有

的乱流状態，強制対流状態および自由対流状態の 4 つレジームを想定し，安定時にはバルク・リチャードソン数に基づく K−理論(1 次クロージャー)により，また不安定時にはプリュームによる混合層全体の混合(非局所混合)を考慮して鉛直混合を計算している．Eta スキームは，安定状態と不安定状態の 2 つのレジームであり，隣接した層間での局所的な混合(local mixing)のみ考慮し，Mellor−Yamada level 2.5 モデル(1.5 次クロージャー)に基づいて計算している．また，海面に粘性底層を導入している点に特色がある．

(2)　計算結果

Blackadar スキームおよび Eta スキームを使用した大気－海洋－波浪結合モデルを用いて，伊勢湾をそれぞれ計算して精度検証を行った．計算期間は，2002 年 2 月の一ヶ月間とした．

図-3.5 は，中部国際空港沖側観測点 MT 局における海面上 10m の風速を観測値と計算値で比較したものである．これより両スキーム共に観測値の変動の傾向を良く表していることがわかる．しかし，風速 10m/s を超える強風日である 9 日では Eta スキームが過小評価，19 日では Blackadar スキームが過大評価となっており，いずれのスキームの精度が良いと断言はできないものの，強風日にはスキームによって風速に大きな差が表れることが明らかとなった．

図-3.6 は，MT 局における摩擦速度の計算値を示したものである．9 日および 19 日において Blackadar スキームの摩擦速度は Eta スキームに比べて非常に大きくなっていることがわかる．これ以外の日は，Eta スキームと Blackadar スキームでほぼ同じ大きさの摩擦速度になっている．これは，摩擦速度と密接な関わりのある風速が 9 日および 19 日にスキーム間で大きな差があり，特に Blackadar スキームの風速が大きかったことに起因していると考えられる．

図-3.7 は，MT 局において海面で交換された熱量 Q_0 の計算値を示したものである．この Q_0 は，式(3.9)で定義されたもので顕熱，潜熱および長波放射の和であり，Q_0 が負であるのは海洋から大気へ熱が放出されていることを意味している．この図から，スキーム間で摩擦速度に大きな差があった 9 日および 19 日において Q_0 にも大きな差が生じ，特に 19 日の Blackadar スキームは Eta スキームに比べて大気への熱の放出量が 2 倍近くも大きくなっていることがわかる．これは，式(3.6)の顕熱の算出法および式(3.8)の潜熱の算出法からもわかるように，熱交換にも摩擦速度が大きく関わっているためである．

図-3.8 は，MT 局における水面下 2m の流速を観測値と計算値で比較したものである．前出の**図-3.5** の風速の結果と併せて比較することにより，弱風日には両スキーム間の流速に差はなく，しかも計算精度が良いことがわかる．これに対して強風日では両スキームの流速共に過大評価となっている．特に，10 日～13 日は両スキームの風速が過小評価傾向であるにも関わらず，流速が過大評価となっている．また，9 日では Blackadar スキームの風速は精度良く計算されているものの流速は過大評価となり，同様に 19 日の Eta スキームの風速は精度良く計算されているものの流速は過大評価となっている．このように強風日の風速が適切もしくは過小に評価されているにも関わらず流速は過大評価となっており，これは海洋場において強風下吹送流を適切に扱えていないことを示している．

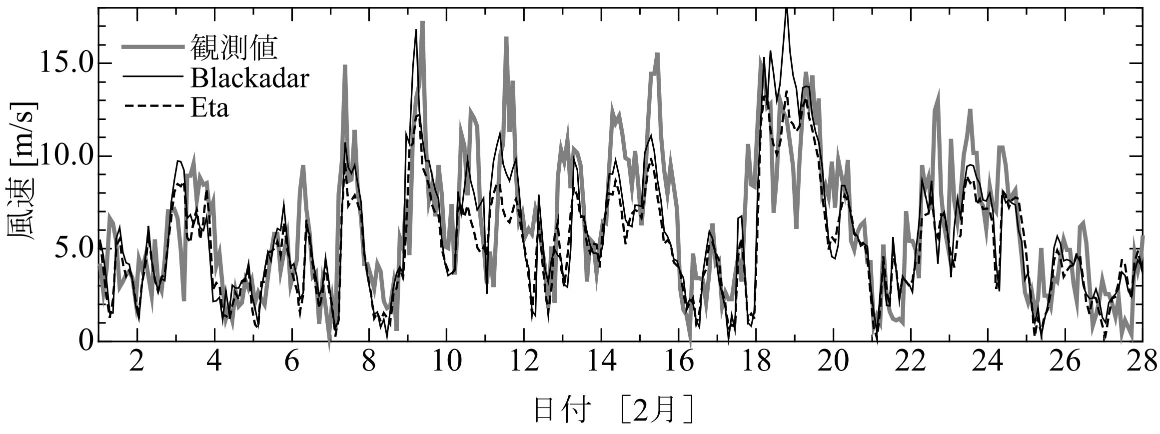


図-3.5　MT 局における海面上 10m の風速の観測値と計算値の比較

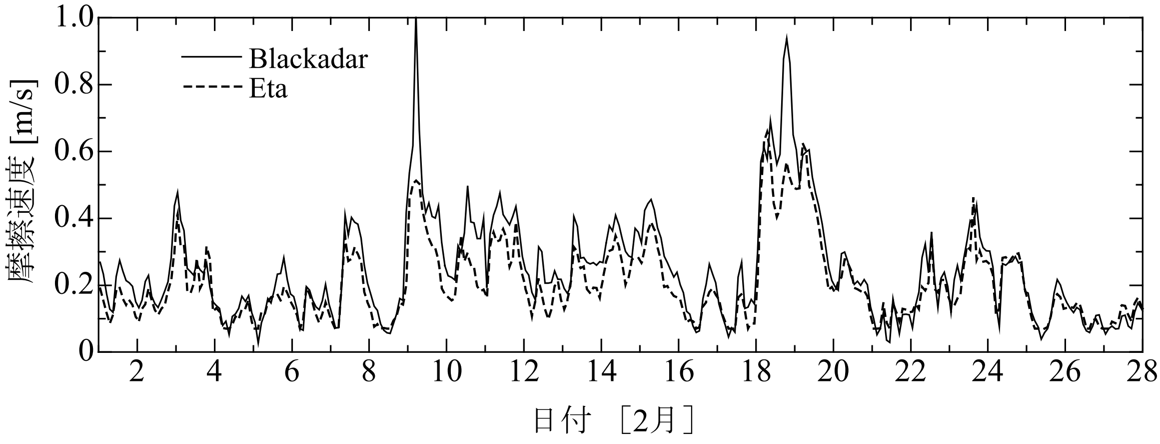


図-3.6　MT 局における摩擦速度の計算値の比較

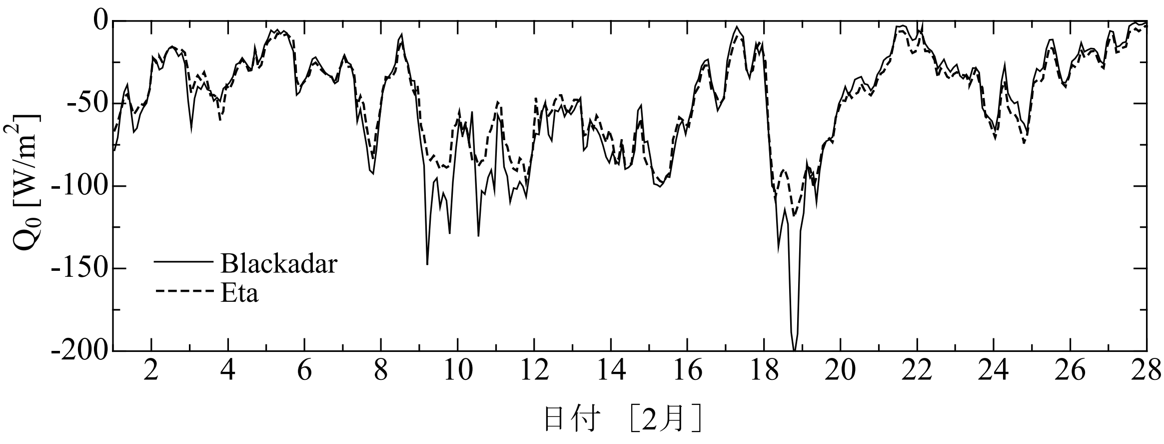


図-3.7　MT 局におけるの海面で交換される熱量 Q_0 の計算値の比較

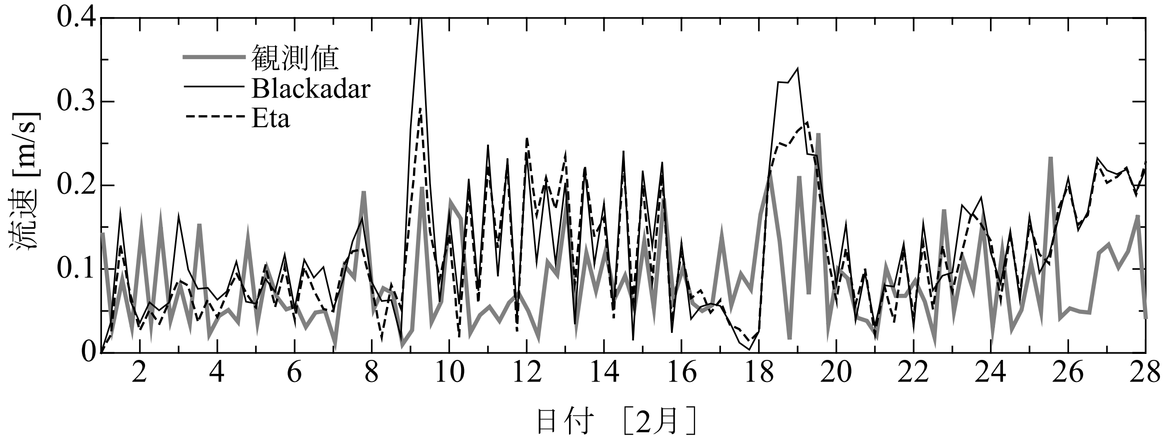


図-3. 8　MT 局における水面下 2m の流速の観測値と計算値の比較

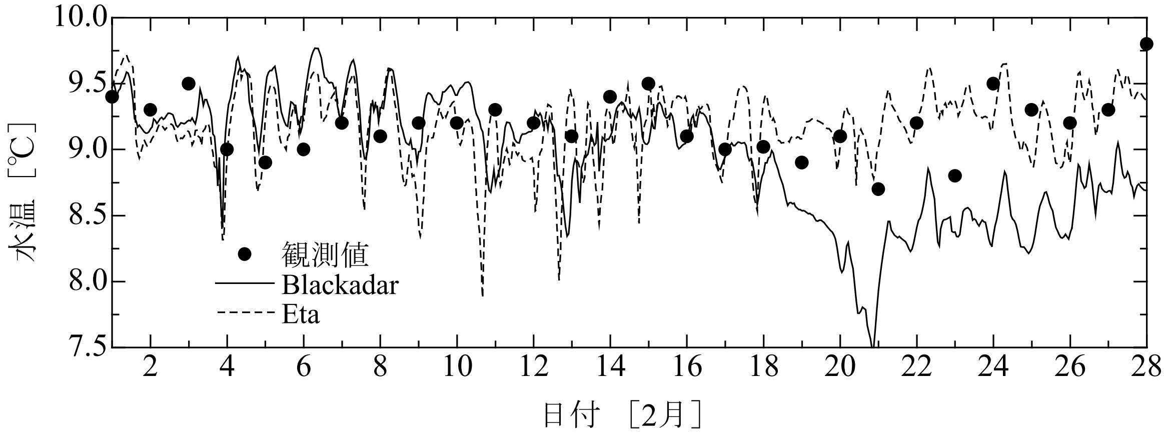


図-3. 9　SB3 における水面下 2m の水温の観測値と計算値の比較

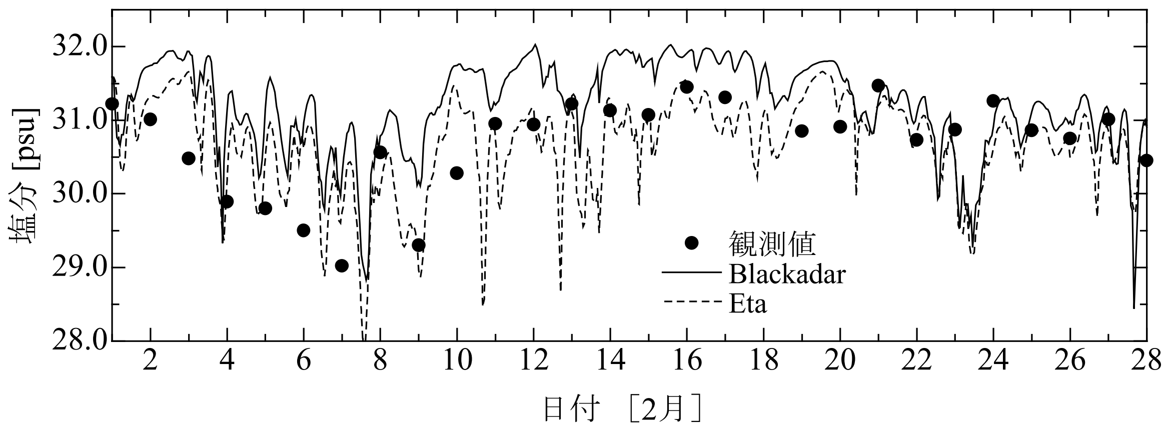


図-3. 10　SB3 における水面下 2m の塩分の観測値と計算値の比較

図-3.9 は, 湾奥の観測点 SB3 における水面下 2m の水温を観測値と計算値で比較したものである．これより，計算開始から 9 日までは，両スキーム間でほとんど差がないことがわかる．9 日から 19 日では，Blackadar スキームに比べて Eta スキームの水温の日変化が大きくなり，19 日を過ぎると Blackadar スキームの過小評価が顕著になってくる. 本計算において内湾の温度場は, 外洋境界条件(外洋水の進入)，気象場からの影響である短波放射と Q_0，およびそれらの輸送によって決定される．今回の比較計算では，両スキームの外洋境界条件は同条件であり，ここでは図示しないが短波放射は両スキームでほぼ同じ値となることを確認していることから，温度場のスキーム間の差異は Q_0 によるものと判断できる. そして前述したように Blackadar スキームの Q_0 は, 19 日において大気への熱の放出量が大きくなっており, このため Blackadar スキームの水温は過小評価になったとものと考えられる．また，両スキーム間の Q_0 に差が見られない 19 日過ぎにおいても，Blackadar スキームの水温の過小評価は改善されていない．このことから短期間の Q_0 の差であってもその後の計算結果に大きな影響を与えることが明らかとなり，Q_0 を決定する大気境界層スキームは海洋場の計算においても重要なものと言える．

図-3.10 は，湾奥の観測点 SB3 における水面下 2m の塩分を観測値と計算値で比較したものである．この図から，Eta スキームは塩分の変動の傾向を精度良く表していることがわかる．これに対して Blackadar スキームでは, 9 日から 20 日にかけての過大評価が顕著であり計算精度が悪いことがわかる．この観測点 SB3 は，木曽三川の影響を強く受ける場所であり，現に 4 日から 7 日の観測値の低塩分は，木曽三川の河川流量が増大し河川水プリュームが観測点まで伸びてきたためである．そして，両スキーム間で差が生じていた流速・温度分布等が河川水プリュームの発達・破壊に影響し，その結果，塩分分布にも両スキーム間で差が生じたものと考えられる．

以上の結果から，Blackadar スキームと Eta スキームの比較計算では，いずれのスキームが良いとは断定できなかったものの，大気境界層スキームが海洋場に与える影響は非常に大きいことが明らかにされ，その取扱いの重要性が示された．

3.5.3　結合モデルの有用性の検証

本節では，大気－海洋－波浪結合モデルの有用性を示すために，結合モデルと従来の計算手法である気象観測値を用いた海洋モデルによって夏季および冬季の伊勢湾をそれぞれ計算し，精度検証を行う．

(1)　計算条件

計算対象は**図-3.11** の伊勢湾であり，夏季 2001 年 7 月 10 日～8 月 9 日および冬季 2002 年 2 月 1 日～28 日を計算期間とした. そして, 本研究で開発した大気－海洋－波浪結合モデル(Case1)と以下で述べる気象観測値を用いた海洋モデル(Case2)を用いて，それぞれ計算を行った．

気象観測値を用いた海洋モデルの単体計算は，従来の海洋シミュレーションで多用されてきた手法であり，気象観測値を空間内挿しバルク式に与えて海面物理交換量を算出し，それを海洋モ

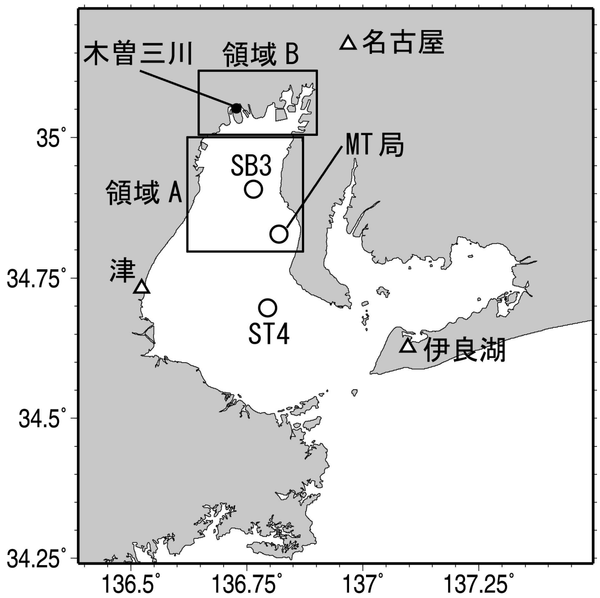


図-3.11　計算領域と観測点

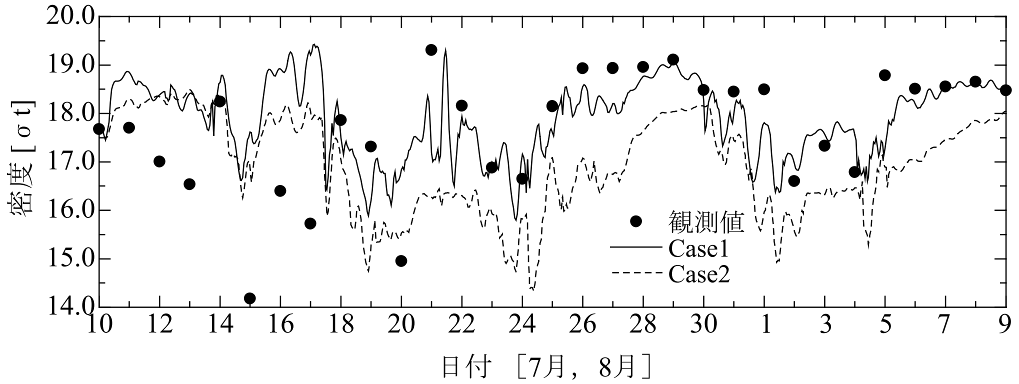
表-3.3　気象観測値を用いた海洋モデルにおいて海面物理交換量の算出に用いたバルク式

海面物理交換量	算出に用いたバルク式	バルク式に必要となる気象観測値
摩擦速度	Wu のバルク式(1982)	風速
顕熱	近藤(1994)の係数を用いたバルク式	風速，気温
潜熱	Bowen 比	気温，湿度
長波放射	Brunt のバルク式	気温，湿度，雲量

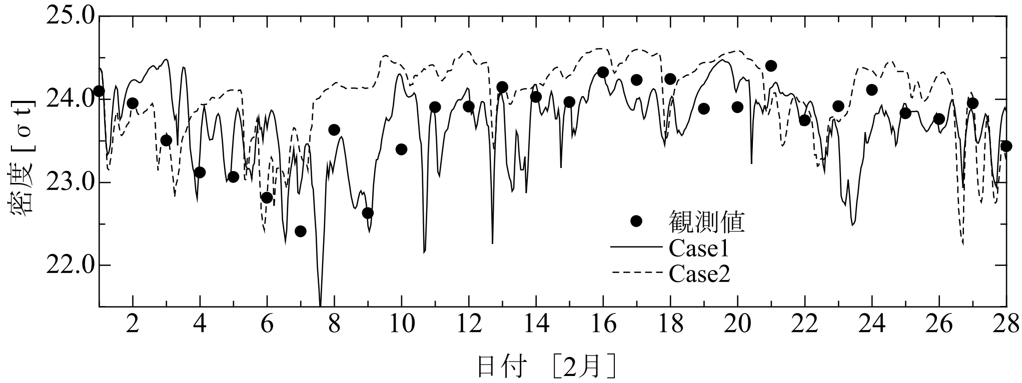
デルの海面境界条件に入力して計算を行うものである．今回の計算では，図-3.11 で示した名古屋，津，伊良湖の気象観測所で観測されたデータ(1 時間間隔；日射，降水量，気圧，気温，湿度，雲量)をクレスマン補間によって空間内挿し，表-3.3 に示したバルク式によって摩擦速度，潜熱，顕熱および長波放射を算出して CCM へ入力するものとした(日射，降水量，気圧に関してはバルク式を用いる必要がない)．ただし，風速に関しては陸上と海上で大きく異なるため，MT 局の海上風のデータ(10 分間隔)のみを用いることにした．このため風速に関しては空間的に全く変化のないものとなっている．

(2)　計算結果

図-3.12 は，観測点 SB3(図-3.11)での 1 日 1 回(午前中)の水温と塩分の観測データから密度を求め，計算値と比較したものであり，表-3.4 はこれらの BIAS(平均密度のずれ)および RMSE(二乗平均誤差の平方根)を示したものである．夏季において，Case1 では 7 月 16 日過ぎの観測値の変動の傾向を良く表しているのに対して，Case2 では過小評価傾向となっており計算精度が悪い



(a) 夏季



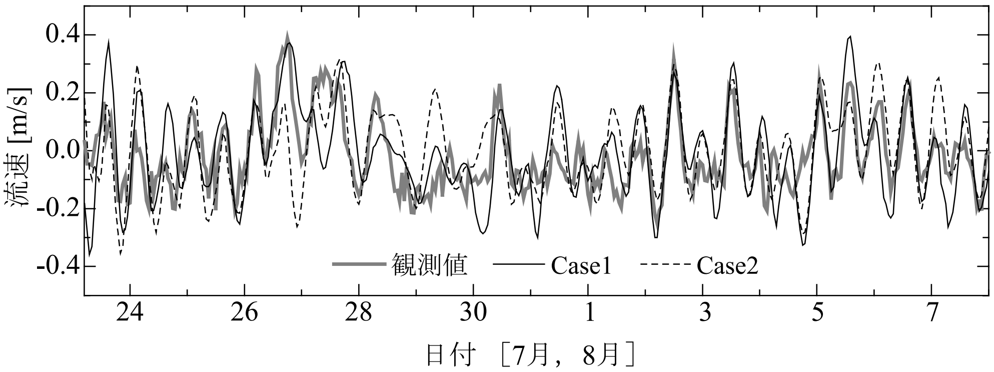
(b) 冬季

図-3.12　SB3(図-3.11)における水面下 2m の密度の観測値と計算値の比較

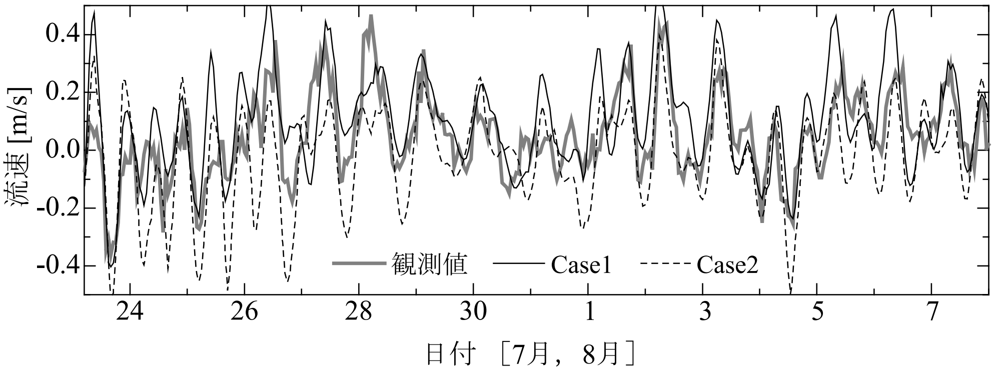
表-3.4　図-3.12 に対する BIAS および RMSE

		Case1	Case2
夏季	BAIS [σt]	0.300	-0.578
2001 年 7 月 10 日～8 月 9 日	RMSE [σt]	1.294	1.502
冬季	BAIS [σt]	0.030	0.433
2002 年 2 月 1 日～28 日	RMSE [σt]	0.417	0.612

ことがわかる．また，7 月 12 日～16 日の木曽三川の河川流量増大に伴う低密度の再現性が両ケース共に悪くなっており，このため冬季に比べて夏季の BIAS および RMSE は悪くなっている．よって，河川流量やその取扱いを改善していく必要がある．冬季において，Case1 では全ての計算期間中において観測値の再現性が良いのに対して，Case2 では過大評価傾向となっており，特に Case2 の BIAS が Case1 に比べて非常に悪くなっている．以上より，夏季，冬季共に Case2 に比べて Case1 の方が計算精度が良いことが示された．これは，Case1 では結合計算によって大気安定度などの海面相互作用が正確に考慮され，しかも面的・時間的に詳細な情報が海洋モデルに与えられているのに対し，Case2 では面的・時間的に粗い気象データが海洋モデルへ一方的に入力され海面相互作用が簡略化されているためだと考えられる．



(a) 東西成分



(b) 南北成分

図-3.13 ST4(**図-3.11**)における 2001 年 7 月 23 日～8 月 8 日の水面下 1m の観測値と計算値の比較

図-3.13 は，夏季の 2001 年 7 月 23 日～8 月 8 日に伊勢湾第四号灯浮標(**図-3.11** の ST4)において実施された第四管区海上保安本部および京都大学による ADCP 観測(第四管区海上保安本部，2002)の水面下 1m の流速を東西成分と南北成分に分けて計算値と比較したものある．この図より，東西成分では Case1 と Case2 で大きな差は見られないものの，南北成分では Case2 は Case1 に比べて過小評価となっており再現性が悪いことがわかる．観測点 ST4 は，東西成分の流速が潮汐の影響を強く受ける湾央であることから，両ケース間の海面相互作用の評価方法の違いが流速の計算結果にそれほど反映されなかったものと考えられる．しかし，南北成分の流速は，潮汐の影響に加えて夏季の伊勢湾の特徴である南風の影響を受けるために両ケース間で違いが表れており，海面相互作用を精度良く評価できる Case1 の方が Case2 に比べて再現性が良くなっている．

図-3.14 は，冬季の 2002 年 2 月 18 日～26 日に前述の**図-3.11** の領域 A において(財)電力中央研究所によって観測された VHF レーダ観測値と計算値を観測期間平均して比較したものである．また，VHF レーダは表層の流速を観測するため(坂井ら，2002)，計算値も最上層の選点の値を用いて比較した．この図より，観測値は冬季伊勢湾の特徴である北西風と木曽三川の河川プリュームに起因する成層のために南向きの流れが卓越しており，Case1 ではこの南向きの流れが良く再現されていることがわかる．これに対して Case2 では流速の過小評価が顕著であり計算精度が非常に悪くなっている．Case2 の計算精度の悪さの原因は，湾中央付近に位置する MT 局の強い風

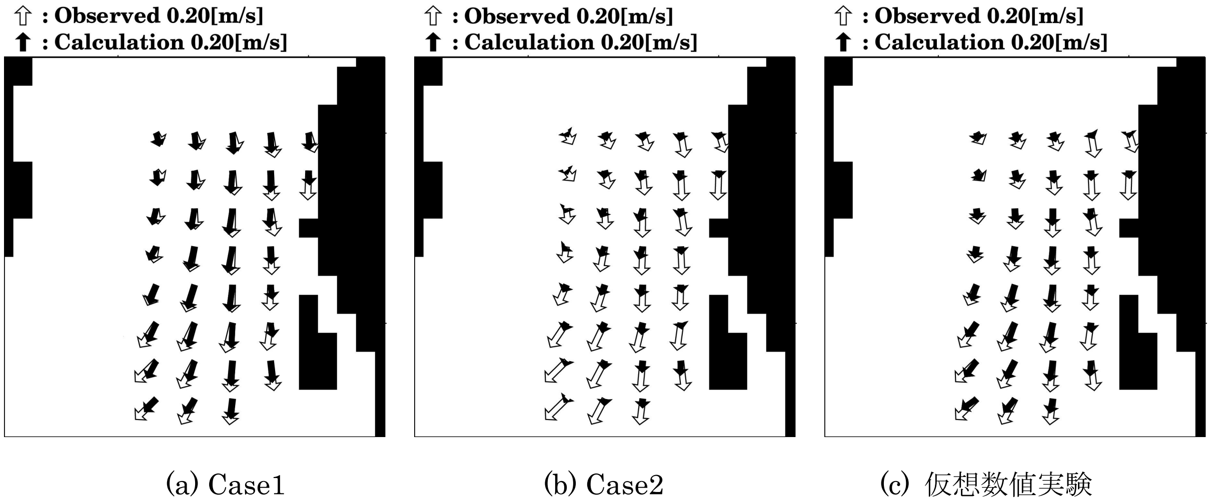


図-3. 14　領域 A（図-3. 11）における VHF レーダ観測値と計算値の観測期間（2002 年 2 月 18 日～26 日）平均の比較；白のベクトルが観測値，黒のベクトルが計算値を示す.

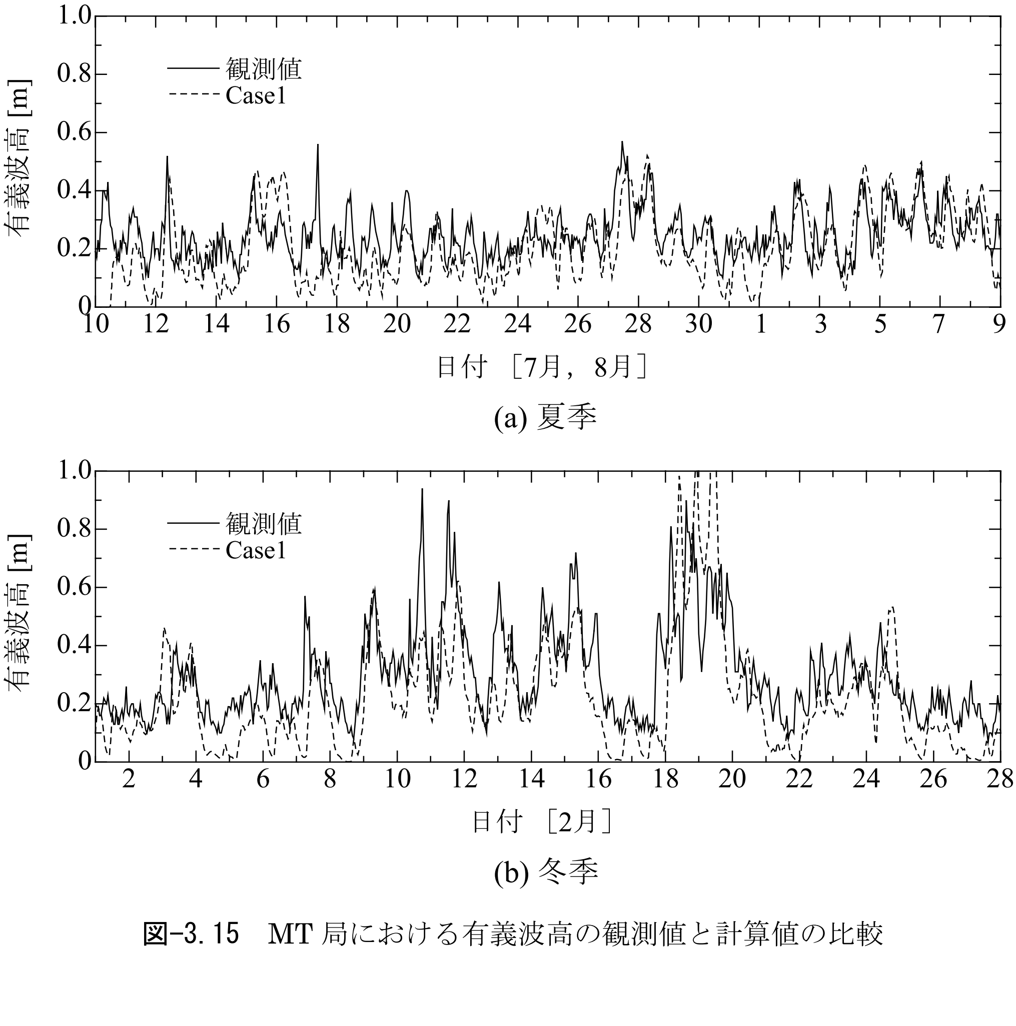


図-3. 15　MT 局における有義波高の観測値と計算値の比較

速が平均的に風速が弱まる湾奥の木曽三川付近でも用いられ，その結果，木曽三川付近での海水の鉛直混合が強まり河川プリュームがほとんど発達しなかったためである．現に，Case2 と同条件であるが**図-3.11** の領域 B の風速を 0 とした仮想数値実験の結果(**図-3.14** の(c))では，Case2 に比べて流速が大きくなっており，河川プリュームの発達に関わる風速の空間的変化が非常に重要であることが示された．

図-3.15 は，前述の**図-3.11** の MT 局において観測された有義波高を計算値と比較したものである．ただし，Case2 では有義波高を計算することができないため観測値と Case1 のみを示した．この図から，計算値は観測値の変動の傾向を良く表していることがわかる．また，夏季と冬季を合わせた相関係数は 0.64，BIAS は 0.14m，RMSE は-0.06m であった．大気－海洋－波浪結合モデルは，有義波高など波浪場の情報も同時に知ることができる．このことは，海面境界過程の解明のための研究や高波等による自然災害に対する防災上の観点において重要である．また，有義波高の情報は**第 4 章**で述べるバースト層モデルに必須となる．

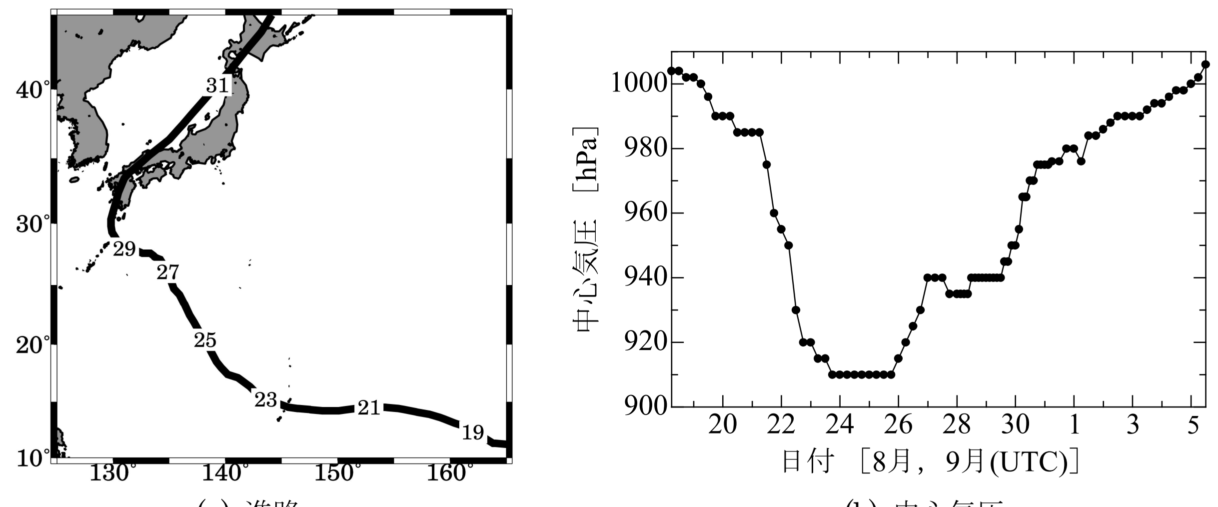
以上の精度検証の結果，大気，海洋，波浪場を 1 つの系として海面相互作用を直接的に扱い，面的・時間的に詳細な海面物理交換量を算出できる大気－海洋－波浪結合モデルは，従来の主な海洋場の計算手法であった気象観測値を用いた海洋モデルの単体計算に比べて計算精度が大きく向上することが明らかとなった．そして，大気－海洋－波浪結合モデルは，観測値を必要としないことから予測計算が可能であり，高潮や赤潮等による自然災害の予測や対策に役立つものと考えられる．

3.5.4　南太平洋上の台風 0416 号に対する計算

本節では，台風 0416 号を計算対象として，次の 2 ケースの数値実験を行った．1 つは，気象モデル MM5 単体で海面水温を固定値として与える予報実験である(Case1)．気象モデルに入力する海面水温は，定常として NCEP Final Analyses 中の表面温度データ(Skin temperature)を用いた．このように海面水温を定常とする計算は，気象庁台風モデルと同様である．もう 1 つは，大気－海洋－波浪結合モデルによる予報実験である(Case2)．そして，これらを比較することで，海面互作用を詳細に表現できる結合モデルの有用性および台風の予測精度について検討する．

(1)　台風 0416 号の概要

2004 年 8 月 19 日 21 時にマーシャル諸島近海で発生した台風 16 号は，23 日にサイパン島の西で大型で猛烈な勢力となった．25 日 21 時に沖ノ鳥島の東海上で中心気圧 910hPa，最大風速 55m/s，暴風半径 280km 強風半径南東側 750km，北西側 560km と最大の勢力となった．27 日以降，日本の南海上をゆっくりと北西に進み，29 日明け方には奄美地方が暴風域に入った．その後，台風は，奄美大島の東海上で進路を北よりに変えて進み，昼頃からは種子島・屋久島地方が暴風域に入り，夜には九州の南海上を北上した．30 日 09 時には大型で強い勢力となり，09 時半頃，鹿児島県串木野付近に上陸し，九州を縦断した．17 時過ぎ，強い勢力で山口県防府市付近に再上



(a) 進路　　(b) 中心気圧

図-3.16　0416 号の進路と中心気圧(気象庁ベストトラック)

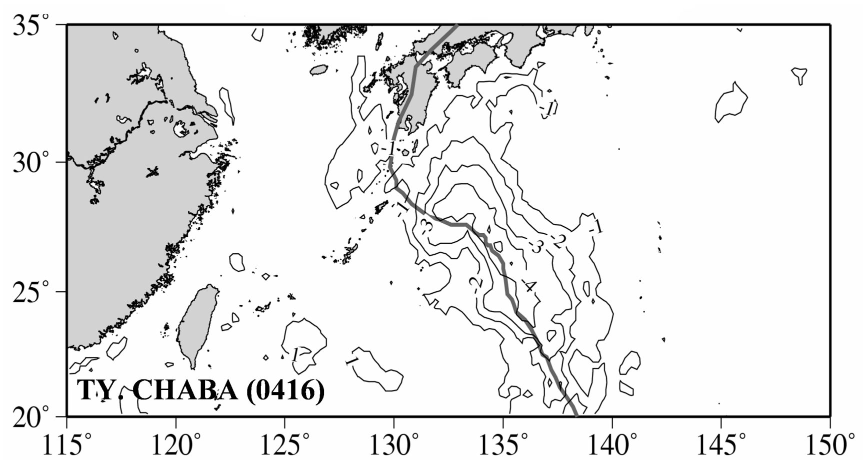


図-3.17　台風進路(太実線)と台風の通過後(30 日)と通過前(26 日)の海面温度差の分布(細実線；コンターは 1℃間隔)

陸して北北東に進み，中国，四国，近畿北部・中部が次々と暴風域に入った．夜には鳥取沖の日本海に達し，次第に速度を速めて，強い勢力のまま能登沖を北東に進んだ．その後やや勢力を弱め，31 日昼前に津軽海峡を通り，14 時過ぎ，北海道苫小牧市付近に再上陸し，北海道を縦断した．台風は 21 時に中心気圧 976hPa となり，オホーツク海で温帯低気圧となった(**図-3.16**)．

図-3.17 は，衛星に搭載されたマイクロ波放射計(TRMM/TMI, Aqua/AMSR-E)により観測された台風の通過後(30 日)と通過前(26 日)の海面温度差の分布である．台風通過前の 26 日においては，ほぼ一様に 29℃の高い海面水温となっていた(図省略)．そして，台風の通過後には，その進路に沿って明らかに海面水温が低下していることがわかる．25 日から 31 日にかけて約 400km の幅にわたり最大で約 4℃の温度低下(約 25℃)が生じており，台風の進行方向の右側でより顕著である．この温度低下は，台風直下で卓越するエクマンパンピングによる湧昇流のために，海洋混合層中の海水とそれより低層のより冷たい海水が混ざり合った結果である(Bender ら，1993)．

(2) 計算条件

計算領域は東経 126 度～144 度，北緯 20 度～36 度，計算期間は 2004 年 8 月 27 日 12 時～29 日 12 時(UTC)とした．気象モデル MM5 の初期値・境界値には，NCEP 全球大気予報モデルの第一推定値である NCEP Final Analyses(6 時間毎)を使用した．しかし，1° 格子間隔からなるこのデータセットは，空間解像度が粗いため，台風の内部構造を正確に表現できていない．台風 0416 号のように勢力の強い台風は，中心から半径数 10km の範囲内において水平勾配の急なシャープな構造を有していることから，正確な強度予測のためには，擬似的な台風構造を初期値内に組込む必要がある．そこで，台風ボーガススキーム(Davis ら，2001)を適用することにより，典型的な台風構造を観測された緯度･経度に組込み初期場の再解析を行った．海洋モデル CCM の初期値・境界値には，JCOPE(Japan Coastal Ocean Predictability Experiment)領域海洋客観解析データ(2 日間平均値，10km 格子間隔)中の水温，塩分，東西･南北方向流速データを使用した．加えて，内部領域の水位変動の計算のために，グローバル海洋潮汐モデル NAO(Matsumoto ら，2000)を用いて潮位を計算し，これを開境界条件として与えた．波浪推算モデル SWAN では，初期海上風速場を元に定常解を診断し，初期条件として設定した．

そして，上述の計算条件において気象モデル MM5 単体で計算した Case1(ただし，海面水温は定常で NCEP Final Analyses の表面温度データを用いた)と，大気－海洋－波浪結合モデルで計算した Case2 の結果を比較・検討した．

(3) 計算結果　台風強度と鉛直構造

図-3.18 は, 両ケースで予測された台風 0416 号の中心気圧の時系列である. 予報実験の期間中, 現実の台風 0416 号(気象庁ベストトラック)は, 2 日間で 10hPa の気圧の上昇で緩やかに減衰している. Case2 の結果は, 期間後半に若干の過大傾向であることを除けば良く一致している. 一方, Case1 では期間を通して強い勢力(930hPa)を維持したままとなり，非現実的な結果となった．48 時間後の中心気圧を比較すると, Case1 と Case2 の間で約 20hPa もの差が生じていることから, 海面境界においては無視できない非定常性を伴っているものと推察される.

次に, 予報 36 時間後(29 日 00 時 UTC)における台風に伴う風速場の鉛直構造について両ケース

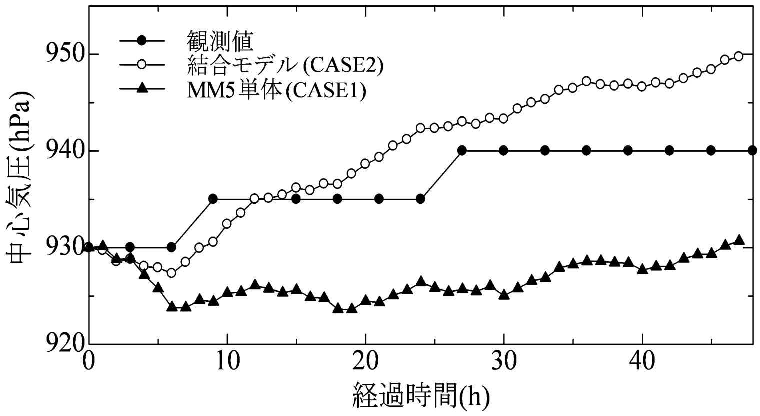


図-3.18　両ケースの台風中心気圧の時系列

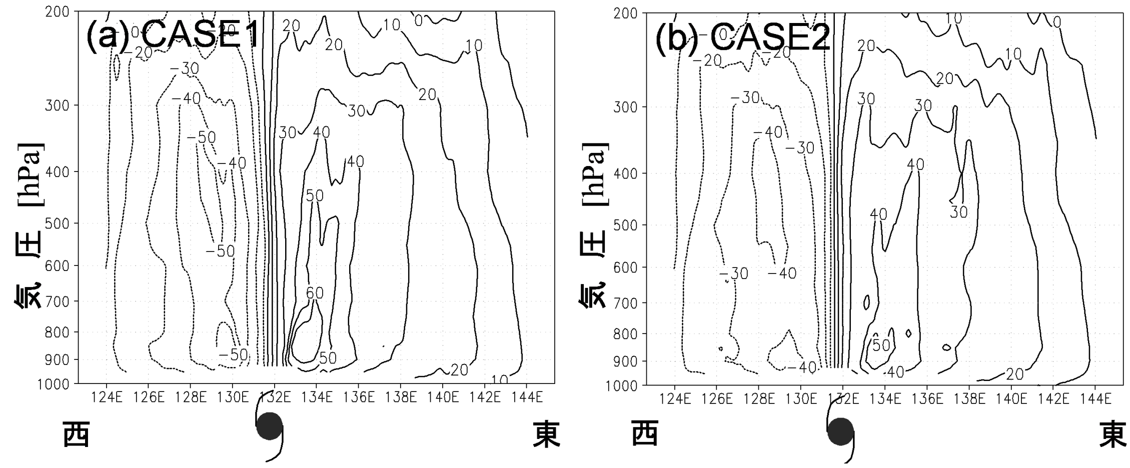


図-3.19　両ケースにおける台風中心を横切る接線風速の東西鉛直断面図(29 日 00 時 UTC)；コンターは 10m/s 間隔.

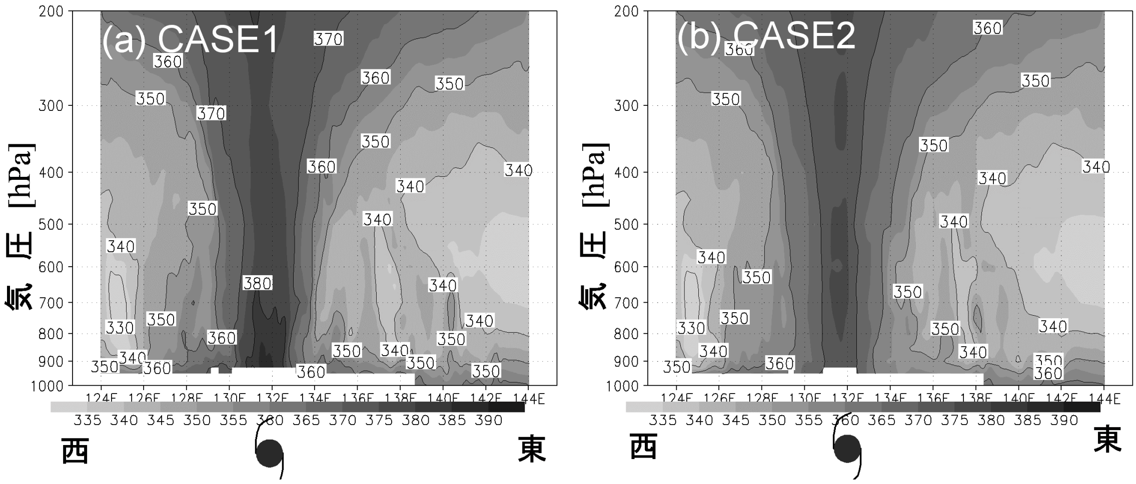


図-3.20　両ケースにおける台風中心を横切る相当温位の東西鉛直断面図(29 日 00 時 UTC)；コンターは 10K 間隔.

の違いを見ると，Case1(図-3.19(a))では，半径 150km 付近で 50～60m/s を超える暴風が対流圏中層 400hPa 付近にまで達している．Case2(図-3.19(b))では，それほどの強さの風は卓越せず(約 40～50m/s)，しかも，より背の低い構造となっていた．中心から半径 400km 以上離れた縁辺部においては，両ケース共に 20m/s を超える強風が卓越しており，中心付近ほどの顕著な差は生じなかった．

さらに，両ケースの台風内部の熱的構造の違いについて考察する．一般的に，台風の中心付近には明瞭な温暖核(ウォームコア)が存在し，それを取り巻くようにして強い低気圧性循環が励起される．Case1(図-3.20(a))の中心付近の対流圏下層においては，390K を超える異常に高い相当温位気塊が存在していることがわかる．しかし，Case2(図-3.20(b))においては，そのような異常値は再現されず，Case1 よりも約 20K 低い 370K 程度にとどまった．風速場(図-3.19)と同様に，相

当温位場においても中心付近で特に顕著な差が生じ，400km 以上離れた縁辺部では大きな違いは見られなかった．一般的に，海面気圧偏差 ΔP_* と相当温位偏差 $\Delta\theta_e$ (台風中心と台風縁辺部の差)の間には，次のような単純な線形関係が成り立つことが，Emanuel(1986)の研究よって示されている．すなわち，

$$\Delta P_* = -(3.3)\Delta\theta_e \tag{3.20}$$

であり, 縁辺部を半径 250km 付近と定義すると, 図-3.20 より Case1 では, おおよそ, $\Delta\theta_e = -30\mathrm{K}$ となり, Case2 では $\Delta\theta_e = -20\mathrm{K}$ となる. このことは, 台風の中心気圧にして約-30hPa 程度, Case2 に比べ Case1 の方が強くなることを意味している(ただし，モデルの空間解像度 10km では不十分であるせいか，Case1 において 920hPa 以下に発達することはなかった).

以上より，Case1 の台風における異常なまでの強い勢力の維持は，この下層における過大な相当温位形成によるものであることが明らかとなった.

(4) 計算結果　潜熱・顕熱フラックス

Case1 の異常に高い相当温位の構造が如何にして形成されたのか，また何故 Case2 ではより現実的な台風構造を再現することができたのかを明らかにするために，台風直下における両ケースの海面での潜熱・顕熱フラックス量の相違に着目して考察する.

Case1 の顕熱フラックス(図-3.21(a))の分布を見ると，台風中心を取り囲むように，軸対称的に 200～250W/m² の熱エネルギー供給がなされている．この領域は，台風の壁雲領域や 30m/s を超える軸対称的な高風速領域とも対応している．一方，Case2((図-3.21(b))では，Case1 のような軸対称的なフラックスの分布とはならず，台風の進行方向前面に 50～100W/m² 程度の偏った大気加熱が生じていた．台風後面にかけては，負のエネルギーフラックス(-50～-100W/m²)となり，大気中の熱エネルギーが海洋中に奪われている状態となっていた．海上風の分布を見ると，台風後面の負のフラックスの領域に対応して，30m/s を超える高風速領域となっており，非軸対称的な風速・加熱分布を示している.

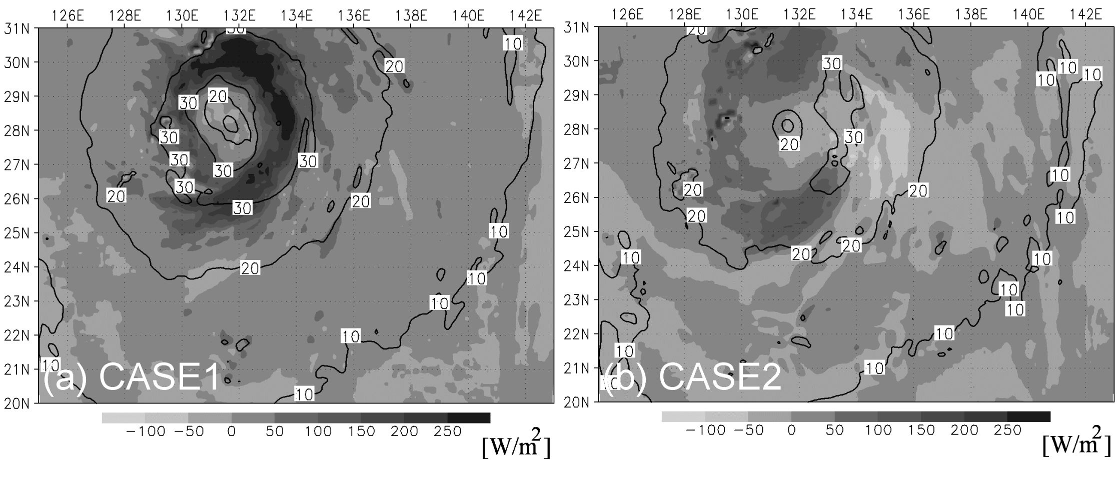


図-3.21　両ケースにおける 10m 高度風速(実線；コンターは 10m/s 間隔)と顕熱フラックス(陰影部)の分布(29 日 00 時 UTC)

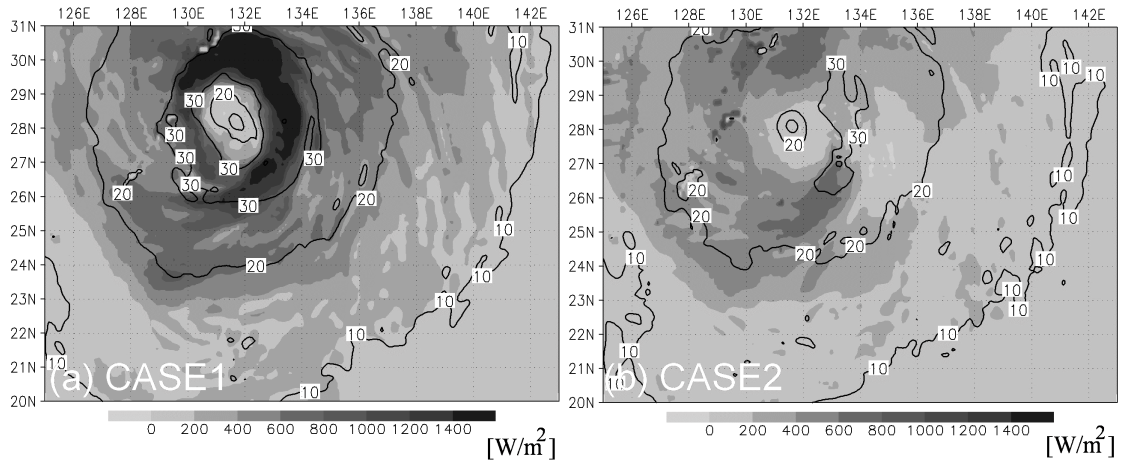


図-3.22　両ケースにおける 10m 高度風速(実線；コンターは 10m/s 間隔)と潜熱フラックス(陰影部)の分布(29 日 00 時 UTC)

また，潜熱フラックスにおいても同様に Case1(図-3.22(a))では軸対称的，Case2(図-3.22(b))では非軸対称的な分布パターンが示された．フラックスの絶対量で比較すると，潜熱フラックスは，顕熱フラックスに比べて 5～6 倍程度大きく，台風内部に流入する主要なエネルギー源であることは，両ケース共に共通していた．しかし，Case1 の潜熱フラックスは，非現実的に高い値を示しており，台風内部への過剰なエネルギー供給につながったものと考えられる．

以上のことから，Case1 における非現実的な台風構造は，海面境界における過大なエネルギーフラックスの結果であったと結論づけられる．つまり，海面における熱・水蒸気交換プロセスを，より高い精度で評価できる結合モデルは非常に有効であると言える．

(5)　計算結果　海洋場

Case2 の台風直下では，Case1 と比較べてより現実的な顕熱・潜熱フラックス量が再現されていることが確認された．すなわち，Case2 の海洋モデルの表層付近においては，初期場から大きな時間変動がもたらされているものと推測される．

図-3.23 は，結合モデル(Case2)によって計算された台風直下の表層流速と海面水温分布を示したものである．台風中心の東側で，顕著な海面温度低下が再現されていることがわかる．最も低温となる領域では 25℃に達し，前述の衛星観測(図-3.17)とも良く一致している．また，温度低下領域と対応して強い表層流動が卓越していた．これは，台風に伴う非軸対称的な強風領域において強い風応力が作用した結果である．そして，海洋表層において強い鉛直混合が働くことで，深層の低温水塊と混ざり合い，低温化したものと考えられる．

そこで，台風直下における水温と流速の鉛直構造(図-3.24)を見ると，強風が卓越する台風中心の東側では，海洋混合層は 30m 程度と極く浅く，低温となっていた．一方で，台風中心の西側領域では，より暖かい海洋混合層が水深 60m まで深く発達していた．東側の低温な海洋混合層の底層には，非常に低温な 24℃以下の水塊が上昇してきていることがわかる．これは，台風通過時に中心付近でピークを持つエクマン湧昇によって深層の低温水塊が持ち上げられたことに起因する．

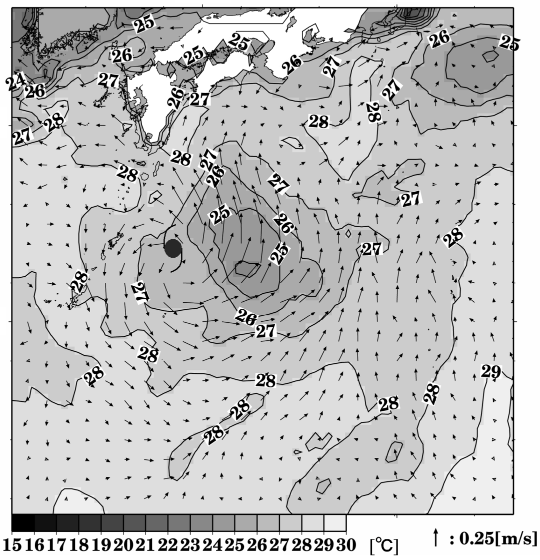


図-3.23　表層流速(ベクトル)と海面水温(陰影部；コンターは 1℃間隔)の分布(29 日 00 時 UTC)

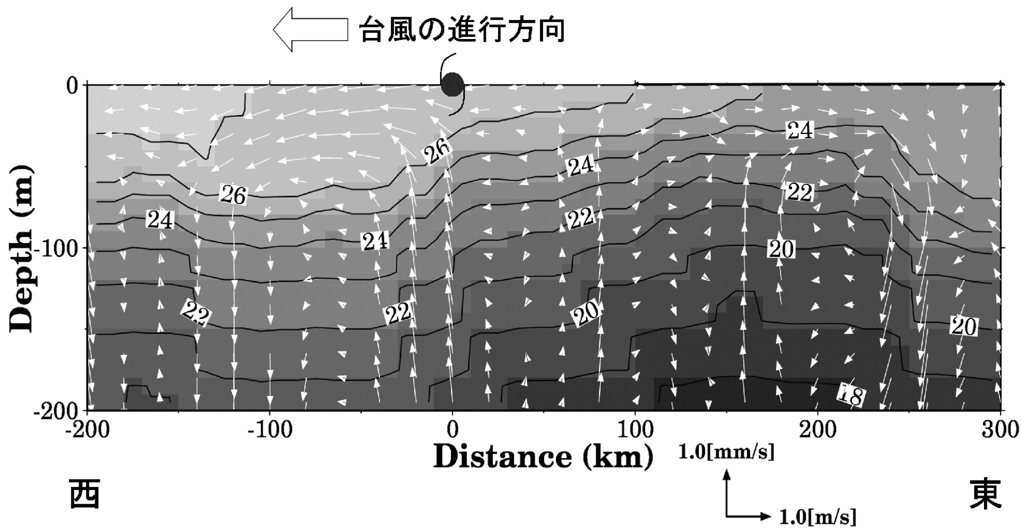


図-3.24　台風中心を東西に横切る海水温(陰影部；コンターは 1℃間隔)と流速(ベクトル)の鉛直断面図(29 日 00 時 UTC)

すなわち，台風中心のエクマン湧昇により持ち上げられた低温水塊の直上に，台風の西進の結果として強風域が達することで，強い鉛直混合が働き，効率的に海面水温が低温化したものと結論付けられる．

以上より，台風直下の海洋中では無視できない非定常性を伴い，台風内のエネルギー収支に影響を及ぼすことで台風強度に大きなインパクトを与えることが明らかとなった．海洋モデルにおける海洋表層の熱・流動構造の再現性が，台風強度の量的予測に決定的な要因となり得ることは非常に興味深い事実であり，大気－海洋－波浪結合モデルの有用性が示された．また，結合モデルは，台風強度予測の向上に繋がるのみならず，台風に伴う気象・海象災害のリアルタイム予測にも有効となる．

3.5.5　台風 0416 号による瀬戸内海の高潮の計算

本節では，瀬戸内海全域に大きな高潮災害をもたらした台風 0416 号による高潮の再現計算を行う．その際，大気－海洋－波浪結合モデル(Case1)と従来の高潮の再現計算に多用されてきた手法である経験的台風モデルを用いた海洋モデル(Case2)によって，それぞれ計算を行い，数多くの物理過程を考慮した結合モデルと従来の手法を比較して，どの程度，高潮の再現精度が改善されるのかについて検討した．

(1)　計算方法(Case1)　大気－海洋－波浪結合モデル

計算期間は 2004 年 8 月 28 日 0 時～31 日 0 時(UTC)とした．計算領域は，台風の進路を支配する気団を含めて計算を行うための大領域Ⅱと計算対象となる瀬戸内海周辺を高解像度で計算するための領域Ⅰとした(図-3.25)．特に領域Ⅰでは，外洋からの海水流入を適切に扱うために，計算

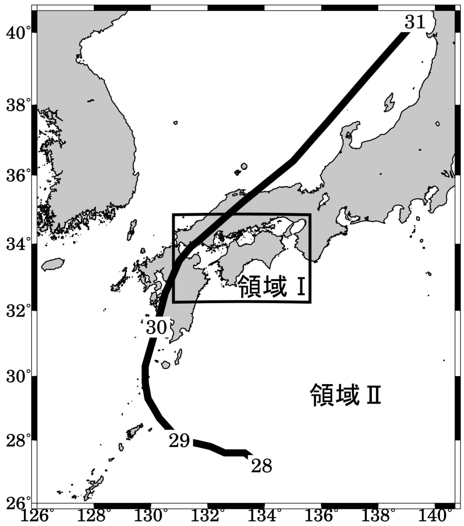


図-3.25　計算領域と計算期間中(8 月 28 日 0 時～31 日 0 時(UTC))の台風の進路(太実線)；瀬戸内海周辺が領域Ⅰ，太平洋から日本海まで含めた大領域が領域Ⅱ．

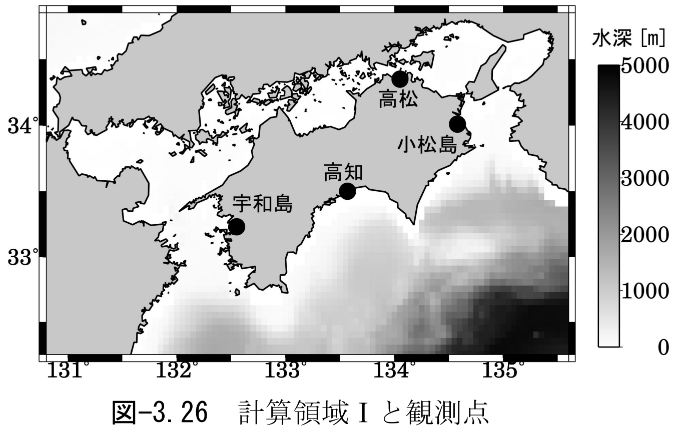


図-3.26　計算領域Ⅰと観測点

実行時間が許す限り太平洋を含めるよう大きく領域を設けた(図-3.26)．このため，計算領域Ⅰ内の水深は約 5000m～数 m となるが，多重σ座標系を用いた CCM では，海底地形変化を正確に表した上で台風直下の吹送流を高精度で扱うことが可能である．

表-3.5 は計算条件を示したものである．気象モデル MM5 では，精度の良い台風の計算のために台風ボーガススキームの適用および領域Ⅰ，Ⅱのネスティング計算を行った．海洋モデル CCM および波浪モデル SWAN では，計算実行時間短縮のために領域Ⅰのみを計算することにして，これらと気象場の領域Ⅰを結合させた．そのため，気象場の領域Ⅱは気象モデルの単体計算となる．そこで，気象場の領域Ⅱの計算には 4 次元同化手法を用いて計算精度の悪化を防いだ．以上の方法で計算したものを Case1 とする．

表-3.5　大気－海洋－波浪結合モデルの計算条件

気象モデル MM5	計算領域	領域Ⅰ，領域Ⅱ（ネスティング計算）
	水平格子数	領域Ⅰ：100×151（東西×南北）領域Ⅱ：181×151（東西×南北）
	水平解像度	領域Ⅰ：9km×9km　領域Ⅱ：3km×3km
	鉛直層数	24 層
	タイムステップ	領域Ⅰ：10 秒　領域Ⅱ：30 秒
	大気境界層スキーム	Eta scheme
	雲物理過程	Reisner graupel scheme
	放射過程	Cloud-radiation scheme
	地表面過程	5-layer soil scheme
	標高・土地利用	USGS 5min
	初期値・境界値	• NCEP 全球客観解析データ • 台風ボーガス
海洋モデル CCM	計算領域	領域Ⅰ
	水平格子数	146×96（東西×南北）
	水平解像度	3km×3km
	タイムステップ	5 秒
	多重σ座標の適用領域数	6
	各領域の層数	領域Ⅰ：6，領域Ⅱ：5，領域Ⅲ：5，領域Ⅳ：4，領域Ⅴ：4，領域Ⅵ：4
	境界面水深 S	S_{I}=4m，S_{II}=20m，S_{III}=50 m，S_{IV}=200m，S_{V}=1000m
	初期値・境界値	• 日本周辺潮汐モデル NAO99Jb(Matsumoto ら，2000) • JCOPE 海洋領域客観解析データ(10km×10km)
波浪モデル SWAN	計算領域	領域Ⅰ
	水平格子数	146×96（東西×南北）
	水平解像度	3km×3km
	タイムステップ	120 秒
結合モデル	交換時間間隔	10 分

(2)　計算方法(Case2)　経験的台風モデルを用いた海洋モデル

気象場(台風)の計算には，経験的台風モデルを用いた(光田，1997)．これは，Schloemer(1954)の気圧分布式，

$$p = p_c + \Delta p \exp\left(-r_m / r\right) \tag{3.21}$$

傾度風方程式,

$$\frac{V_{gr}^{\ 2}}{r_t} + fV_{gr} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} \tag{3.22}$$

Blaton の式,

$$\frac{1}{r_t} = \frac{1}{r}\left(1 + \frac{C}{V_{gr}}\sin\alpha\right) \tag{3.23}$$

によって，気圧 p および風速 V_{gr} の分布を求めるものである．ここで，r は台風中心からの距離，p_c は中心気圧，Δp は中心気圧低下量，r_m は最大風速半径，r_t は空気塊の流跡線の曲率半径，f はコリオリパラメータ，ρ は空気の密度，C は台風の移動速度，α は台風の中心から風を推算する場所へ向く半径ベクトルが気圧場の進行方向となす角(進行方向を基準,反時計回りを正)であり，これらのパラメータは気象庁ベストトラックを用いて与えた．また，海洋モデルにおいて必要となる摩擦速度は，Wu(1982)のバルク式によって求めた．

そして，これによって得た気圧および風速(摩擦速度)分布を海洋モデル CCM に入力した．その際，CCM の計算条件は Case1 の CCM と同様とした．以上の方法で計算したものを Case2 とする．このように Case2 は，台風以外の気象場(一般風，日射，降水など)や波浪場を扱わないことに加え，海面相互作用を無視しており，Case1 に比べて大幅に物理過程が簡略化された従来の計算手法である．以下で，本章において新しく開発した Case1 と従来の手法である Case2 を比べ，どの程度，高潮の再現精度が改善されるのかを定量的に示す．

(3)　計算結果

図-3.27 は高松，図-3.28 は小松島，図-3.29 は高知，図-3.30 は宇和島における潮位の観測値と計算値の比較をそれぞれ示したものである．図-3.27 の高松では，30 日 13 時 23 分(UTC)に過去の極値を更新する最大潮位偏差(実測潮位と天文潮位の差)133cm を記録し，大きな高潮災害をもたらした．この大きな潮位偏差は，台風 16 号の通過に伴う気圧降下による吸い上げ効果に加えて，強風による吹き寄せ効果によって生じたものである．特に高松では，台風の中心が鳥取県を通過した頃に豊後水道では南西，紀伊水道では南風の強風が吹き，瀬戸内海へ大量の海水が流入し，東西から挟み撃ちする形で潮位を増大させたものと考えられる．そして，Case2 では 30 日 14 時(UTC)の潮位が 64cm の過小評価であり(この時の潮位偏差は 124cm)，吸い上げおよび吹き寄せ効果を半分程度しか再現していないことがわかる．これに対して，Case1 では 6cm の過大評価に留まり，再現精度が大きく改善されている．このような台風接近時の Case1 の再現精度の良さは，高松ほど顕著でないが図-3.28 の小松島，図-3.29 の高知，図-3.30 の宇和島からも見て取れる．

図-3.31 は，30 日 11 時(UTC)における両ケースの気圧および風速分布をそれぞれ示したものである．Case2 では，円形の等圧線およびそれに沿った一様な風速分布が見られる．Case1 では，非軸対称的な台風構造に加えて複雑な地形や土地利用状態の効果，周囲の高低気圧擾乱や雲の 3

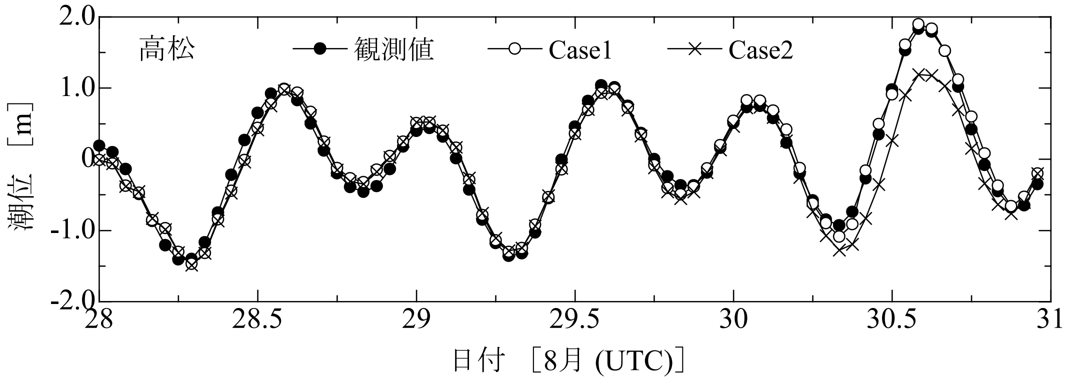


図-3.27 高松(**図-3.26**)における潮位の観測値と計算値の比較

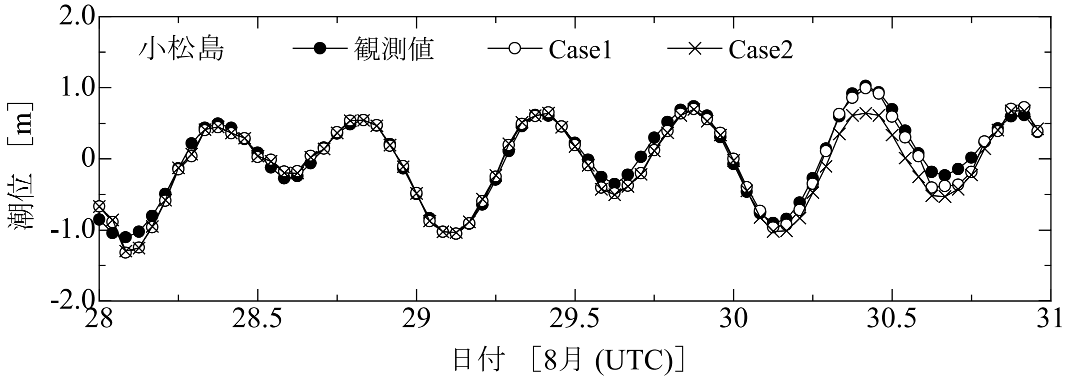


図-3.28 小松島(**図-3.26**)における潮位の観測値と計算値の比較

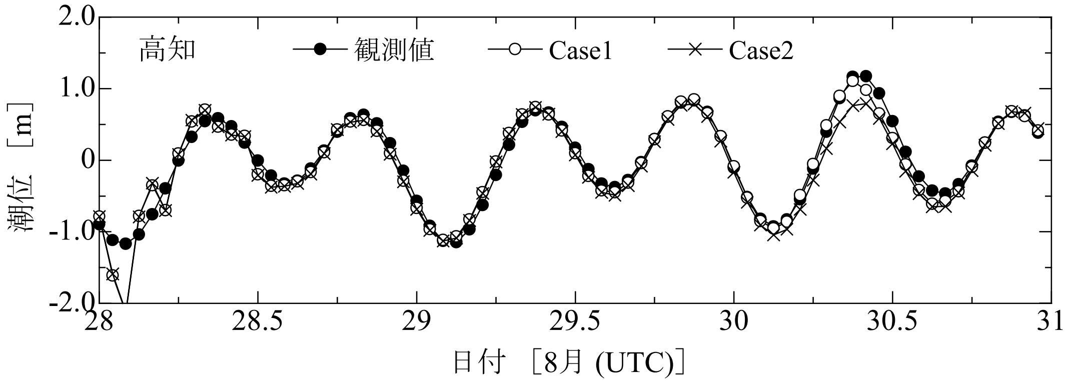


図-3.29 高知(**図-3.26**)における潮位の観測値と計算値の比較

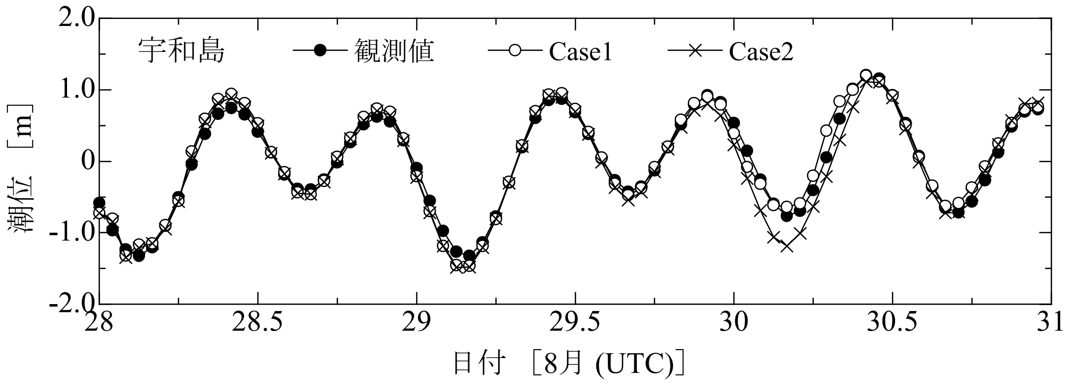
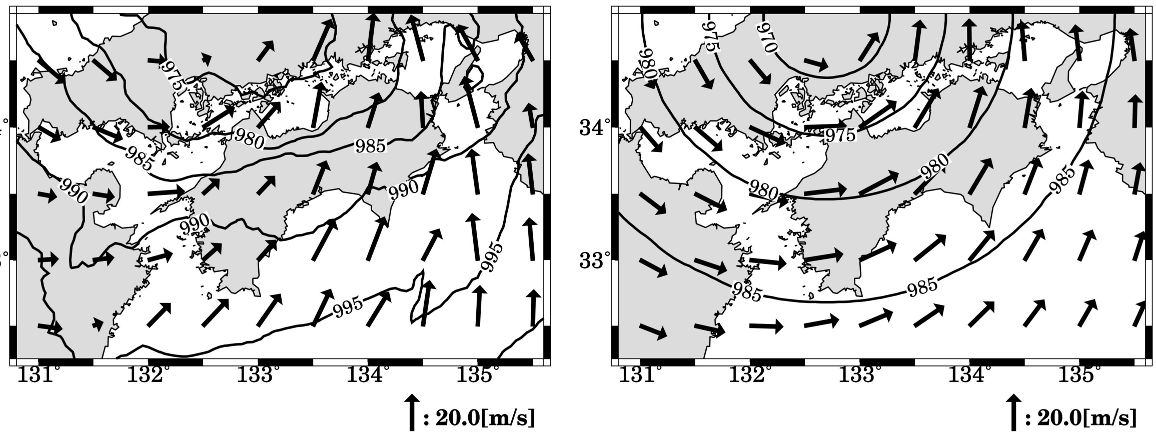
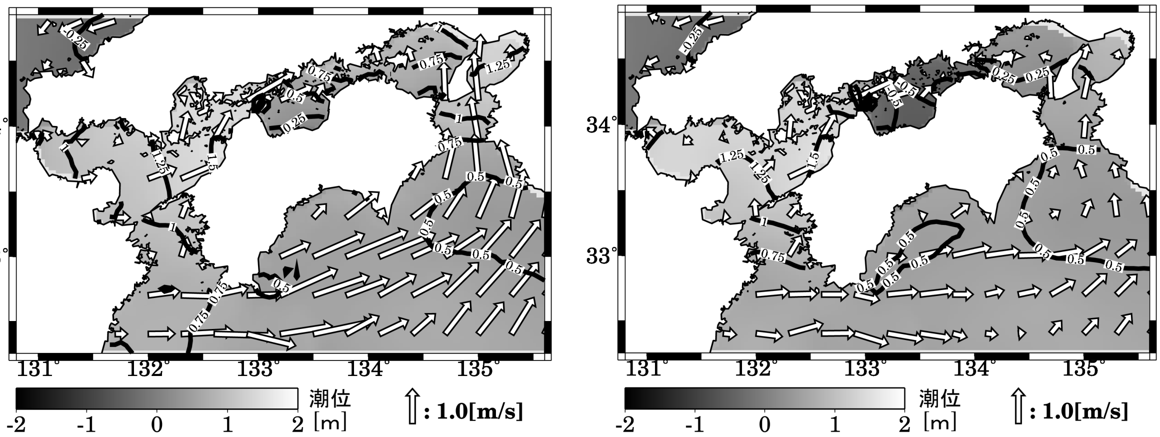


図-3.30 宇和島(**図-3.26**)における潮位の観測値と計算値の比較



(a) Case1　　　　　　(b) Case2

図-3.31　30 日 11 時(UTC)における両ケースの気圧(コンター)および風速(ベクトル)の分布



(a) Case1　　　　　　(b) Case2

図-3.32　30 日 11 時(UTC)における両ケースの潮位(コンター，陰影)および流速(ベクトル)の分布

次元構造まで考慮されているため，それに伴った複雑な気圧・風速分布となっている．特に，紀伊水道上の南風が Case2 に比べて強くなっている．これは，台風と太平洋高気圧との間に生じる強い気圧傾度や, 台風縁辺部で発達するアウターレインバンド(外側降雨帯)に伴う局所的な強風のためである．

図-3.32 は，30 日 11 時(UTC)における両ケースの潮位および流速分布をそれぞれ示したものである．Case1 では，前述した紀伊水道上の強い南風に伴った大きな流速が見られ，潮位も紀伊水道から高松にかけて大きくなっている．これに対して，Case2 では紀伊水道上の流速が小さく，紀伊水道から高松にかけての潮位も Case1 に比べると小さくなっている．このように，Case1 と Case2 では瀬戸内海に流入する海水量にも差が生じており，これが**図-3.27** に示した高松の潮位の再現性に大きく影響したものと考えられる．

以上の結果より，大気－海洋－波浪結合モデルは，従来の経験的台風モデルを用いた海洋モデルに比べて，高潮の再現精度を大きく改善できることが明らかとなった．

3.6 結語

本章では，気象場からの影響を精度良く評価するために，大気，海洋および波浪場を 1 つの系として一体的に扱う大気－海洋－波浪結合モデルを開発した．そして，伊勢湾において結合モデルの海面物理交換量の交換時間間隔や大気境界層スキームが海洋場に与える影響について検討し，従来の海洋場の数値計算に多用されてきた手法と比較計算を行って精度検証した．また，台風 0416 号下での海水流動計算を行い，結合計算が海洋場および台風に与える影響や高潮の再現精度について検討した．以下にその主要な結果を示す．

1. 気象場の計算には気象モデル MM5，海洋場の計算には海洋モデル CCM，波浪場の計算には波浪モデル SWAN をそれぞれ用いて，風速，摩擦速度，潜熱・顕熱フラックス，短波・長波放射，蒸発・降水量，気圧，海面水温，流速，水面変位，波浪による粗度高さ，波齢，有義波高を海面相互作用として扱える大気－海洋－波浪結合モデルを開発した．

2. 冬季伊勢湾における精度検証の結果，大気－海洋－波浪結合モデルの物理変数の交換時間間隔は 10 分が最適であることが明らかとなった．

3. 冬季伊勢湾において 2 種類の大気境界層スキームを用いて精度検証を行った結果，大気境界層スキームが海洋場に与える影響は非常に大きいことが明らかとなり，その取扱いの重要性が示された．

4. 夏季および冬季の伊勢湾においての精度検証の結果，大気－海洋－波浪結合モデルは，従来の気象観測値を用いた海洋モデルの単体計算に比べて計算精度が大きく向上することが明らかとなった．

5. 大気－海洋－波浪結合モデルを用いて，台風 0416 号下の海水流動計算を行い，海洋表層における熱・流動構造の再現性が台風強度の予測精度の向上に大きく寄与することを明らかにした．

6. 台風 0416 号による高潮の再現計算を大気－海洋－波浪結合モデルと従来の高潮の再現計算手法である経験的台風モデルを用いた海洋モデルによって行った．その結果，結合モデルは従来の計算手法に比べて高潮の再現精度を大きく改善できることが明らかとなった．

参考文献

大澤輝夫・深尾一仁・安田孝志（2002）：伊勢湾地域における高解像度気象場の再現計算とその精度検証，海岸工学論文集，第 49 巻，pp.181–185.

大澤輝夫・安田孝志（2004）：洋上ウィンドファーム Horns Rev におけるメソ気象モデル MM5 の風況計算精度，第 26 回風力エネルギー利用シンポジウム，pp.295–298.

金庚玉・山下隆男（2004）：大気・波浪・海洋結合モデルによる台風 9918 号の高潮・高波の追算，海岸工学論文集，第 51 巻，pp.236–240.

小林智尚・足立忠行・水谷英明・安田孝志（2001）：大気波浪双方向結合モデルにおける海面粗度の影響，海岸工学論文集，第 48 巻，pp.226–230.

小林智尚・樋口喬士・大澤輝夫・安田孝志（2003）：波浪推算モデルによる中部国際空港人工島の波浪場への影響，海岸工学論文集，第 50 巻，pp.196–200.

近藤純正（1994）：水環境の気象学，朝倉書店.

坂井伸一・平口博丸・松山昌史・坪野考樹・森　信人・杉山陽一・藤井智史・佐藤健治・松岡建志（2002）：短時間観測が可能なデジタルビームフォーミング方式による沿岸海洋レーダの開発，海岸工学論文集，第 49 巻，pp.1511–1515.

第四管区海上保安本部（2002）：平成 13 年度伊勢湾沿岸流観測報告書，第四管区海上保安本部.

橋本　篤・嶋田　進・大澤輝夫・安田孝志（2003）：沿岸地域での風況計算におけるモデル解像度と計算精度の関係，太陽／風力エネルギー講演論文集，pp.95–98.

橋本　篤・大澤輝夫・安田孝志・林　泰一（2004）：MM5 の各大気境界層スキームによる風速計算精度の比較・検討，風力エネルギー，Vol.70，pp.62–69.

橋本典明・杉本　彰・川口浩二・宇都宮好博（2002）：局地気象モデルと第三世代波浪推算モデルの内湾波浪推算への適用，海岸工学論文集，第 49 巻，pp.201–205.

間瀬　肇・平尾博樹・國富将嗣・高山知司（2001）：SWAN を用いた日本沿岸波浪推算システム構築と適用性の検証，海岸工学論文集，第 48 巻，pp.236–240.

光田寧（1997）：台風による風災害の予測について，京都大学防災研究所年報，第 40 号 A，pp.47–61.

Bao, J. W., J. M. Wilczak, J. K. Choi and L. H. Kantha (2000)：Numerical Simulations of air–sea interaction under high wind conditions using a coupled model：A study of hurricane development, Monthly Weather Review, Vol. 128, pp.2190–2210.

Bender, M. A., I. Ginis and Y. Kurihara (1993)：Numerical simulations of tropical cyclone–ocean interaction with a high–resolution coupled model, J. Geophys. Res., 98, pp.245–263.

Booij, N. R., R. C. Ris and L. H. Holthuijsen (1999) : A third-generation of a dissipation model for coastal regions, Part I, Model description and validation, Journal of Geophysical Research, Vol.104, No.C4, pp.7649–7666.

Davis, C., and S. Low–Nam (2001) : The NCAR–AFWA tropical cyclone Bogussing scheme, Report for Air Force Weather Agency.

Dudhia, J. A. (1993) : nonhydrostatic version of the Penn State–NCAR Mesoscale model: Validation tests and simulation of an Atlantic cyclone and cold front, Mon. Wea. Rev., Vol.121, pp.1493–1513.

Emanuel, K. A. (1986) : An air–sea interaction theory for tropical cyclones. Part I: Steady–state maintenance, J. Atmos. Sci., 43, pp.585–604.

Fukao, K., T. Ohsawa, S. Shimada and T. Yasuda (2004) : Database of local meteorological fields simulated with mesoscale model MM5 and its verification, Journal of Global Environment Enginerring, Vol. 10, pp. 129–136.

Grell, G., J. Dudhia and D. Staufer (1995) : description of the Fifth–Generation of the Penn. Sate/NCAR Mesoscale Model (MM5), NCAR Technical Note.

Holthuijsen, L. H., N. Booij, R.C. Ris, IJ.G. Haagsma, ATMM Kieftenburg, E. E. Kriezi, M. Zijlema and A. J. van der Westhuysen (2004) : SWAN CycleⅢ version 40.31 USER MANUAL.

Janjic, Z. I. (1990) : The step–mountain coordinate model: Physical package, Mon. Wea. Rev., Vol.118, pp.1429–1443.

Janssen, P. A. E. M. (1991) : Quasi–linear theory of wind–wave generation applied to wave forecasting,J. Phys. Oceanogr., Vol.21, pp. 1631–1642.

Matsumoto, K., T. Takanezawa and M. Ooe (2000) : Ocean tide models developed by assimilating TOPEX/POSEIDON altimeter data into hydrodynamical model, A global model and a regional around Japan, J. Oceanography, Vol.56, pp.567–581.

Mellor, G. L. and T. Yamada (1982) : Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, Rev. Geophys. Space Phys., Vol.20, No.4, pp.851–875.

Mellor, G. L. and A. F. Blumberg (2004) : Wave Breaking and Ocean Surface Layer Thermal Response, J. Phys. Oceanogr., Vol.34, No.3, pp.693–698.

MMM–NCAR (2001) : PSU/NCAR Mesoscale Modeling System Tutorial Class Notes and User's Guide, MM5 Modeling System Version 3.

Monin, A. S. and M. Obukhov (1954) : Basic laws of turbulent mixing in the ground layer of the atmosphere, Trans. Geophys. Inst. Akad. Nauk USSR, Vol.151, pp.163–187.

Schloemer, R. W. (1954)：Analysis and synthesis of hurricane wind patterns over Lake Okeechobee, Florida. HydrometeorologicaI Rept., No.1, U. S. Weather Bureau, p.49.

Terray, E. A., M. A. Donelan, Y. C. Agrawal, W. M. Drennan, K. K. Kahma, A. J. Williams, P. A. Hwang and S. A. Kitaigorodskii (1996)：Estimates of Kinetic Energy Dissipation under Breaking Waves, J. Phys. Oceanogr., Vol. 26, No.5, pp. 792–807.

Wu, J. (1980)：Wind-stress coefficients over sea surface near neutral condiions, J. Phys. Oceanogr., Vol.10, pp.727-740.

Zhang, D. L. and R. A. Anthes (1982)：A high-resolution model of the planetary layer-sensitivity tests and comparisons with SESAME-79 data, J. Appl. Meteor., Vol.21, pp.1594-1609.

第４章

バースト層モデルの開発

4.1　概説

本章では，まず北西風の卓越する冬季伊勢湾において数値計算を行い，既存の乱流モデルでは強風下吹送流を正しく取扱えないことを示す. 次いで, 二重床風洞水槽を用いた水理実験を行い，その結果に強乱流場を計測可能とする階層的相関法を用いた PIV 解析(小笠原ら，2004)を適用することによって，強風下吹送流の平均水面までの鉛直分布やレイノルズ応力などの乱流統計量を求め，強風下吹送流の乱流構造を明らかにする．その後，水面直下に生成されるベキ則層(バースト層)の原因となる砕波応力をモデル化し，バースト層モデルを開発する．そして，SOLA 法によってその再現計算を行い，従来の手法では再現できなかったバースト層内の急峻な流速の鉛直分布を含めて実測分布が再現できることを明らかにし，バースト層モデルが適切であることを実証する．その後，第 3 章において開発した大気－海洋－波浪結合モデルの海洋モデル CCM にバースト層モデルを組込み，北西風が卓越する冬季伊勢湾での吹送流および南太平洋上の台風 0416 号下での海水流動計算を行い，バースト層モデルを組込むことで強風下吹送流の流速，流向および密度分布の計算精度が改善されるだけでなく，その影響は気象場や波浪場の計算結果にも及ぶことを明らかにする．

4.2　乱流モデルの検討

本節では，流速，水温などの鉛直分布を特徴付ける乱流モデルに着目し，従来の海水流動計算に多用されてきた Mellor–Yamada Level2.5 乱流クロージャーモデルとリチャードソン数に依存した関数型に基づく乱流モデルを用いて，伊勢湾内の海面境界層から下層までの流れ場および温度場の計算精度の比較・検討を行い，その重要性および問題点について述べる．

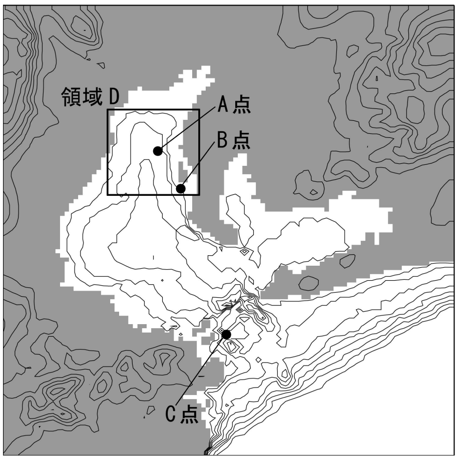


図-4.1　計算領域；水深のコンターは 10m 間隔，標高のコンターは 100m 間隔.

(1)　計算条件

ここでは,海洋モデル POM（プリンストン大学）と気象モデル MM5(ペンシルベニア州立大学,米国大気研究センター)を結合させて計算を行った．その際，MM5 から出力される摩擦速度，潜熱・顕熱フラックス，短波放射，下向き長波放射，蒸発，降水量，気圧と POM から出力される海面温度を用いて，海面での運動量フラックス，熱・水蒸気・塩分フラックス，上向き長波放射，気圧勾配を計算し，両モデルへ入力した．また潮汐計算のために，国立天文台で開発された日本周辺潮汐モデル NAO99Jb(Matsumoto ら,2000)を用いて潮位を計算し，これを POM の外洋開境界条件として与えた.

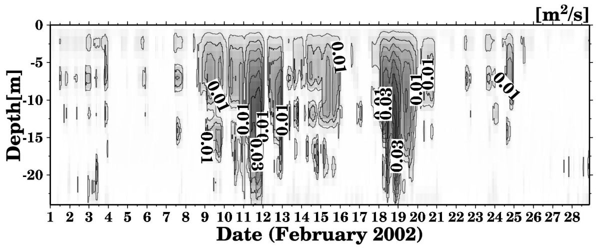
図-4.1 に示す伊勢湾を計算領域とし，ここでは計算の簡略化のために 100m 以下の水深を全て 100m に設定して計算した．各モデルの水平解像度は MM5 を 3km，POM を 1km とし，鉛直層数は大気を 20 層，海洋を 16 層とした．計算期間は，愛知県企業庁・中部国際空港株式会社による観測値，および(財)電力中央研究所による VHF レーダ観測値の期間に合うように 2002 年 2 月の 1 ヶ月間とした．また，海洋モデルの初期値は，NOAA 海面温度データおよび気候値(Sekine ら，1993)を基にして，外洋では黒潮による高温・高塩分，内湾では塩分による成層のために下層で高温であるなど冬季の伊勢湾の特徴を表した.

(2)　乱流モデル

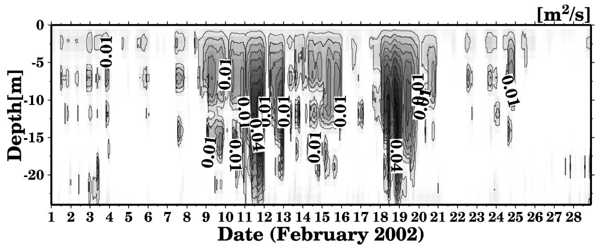
本研究で比較に用いた乱流モデルは，Mellor・Yamada(1982)による Mellor–Yamada Level2.5 乱流クロージャーモデル(MY モデル)とリチャードソン数に依存した関数型に基づく乱流モデル(Ri 数モデル)である．Ri 数モデルは次式で表され，その適用性は中辻ら(1991)によって検討されている.

$$K_M = K_{M0}(1+5.2Ri)^{-1} \tag{4.1}$$

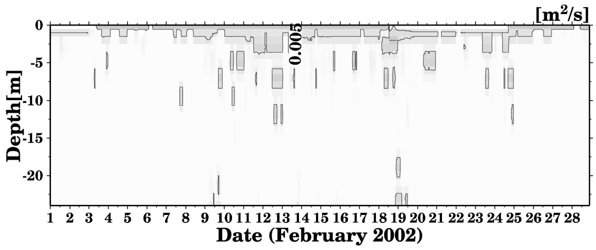
$$K_H = K_M \frac{(1+10Ri/3)^{-3/2}}{(1+10Ri)^{-1/2}} \tag{4.2}$$



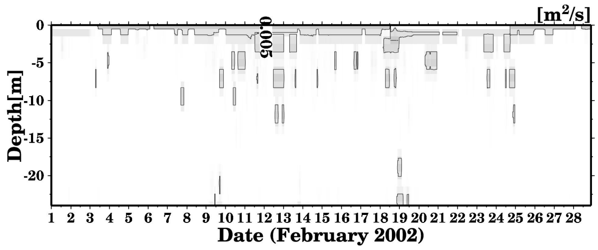
(a) K_M (MY モデル)



(b) K_H (MY モデル)



(c) K_M (Ri 数モデル)



(d) K_H (Ri 数モデル)

図-4.2　A 点(図-4.1)における鉛直渦動粘性係数 K_M および鉛直渦拡散係数 K_H の鉛直分布の日変化；コンターは 0.005m²/s 間隔.

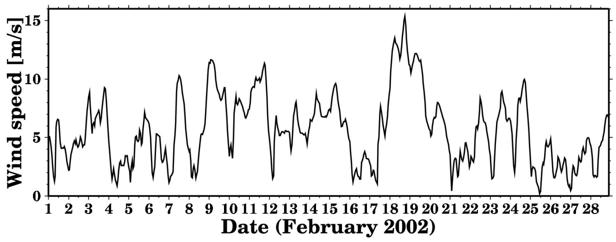


図-4.3　A 点(図-4.1)における気象モデル MM5 による風速

ここで，K_M は鉛直渦動粘性係数，K_H は鉛直渦拡散係数，K_{M0} は中立状態の鉛直渦動粘性係数，Ri はリチャードソン数である．この Ri 数モデルは，K_M を Webb(1970)の提案式，K_H を乱流シュミット数に対しての Munk・Anderson(1948)の提案式でそれぞれ求めている点に特徴がある．また，K_{M0} の値は，数々の試算の結果から 0.01m²/s を用いることにした．

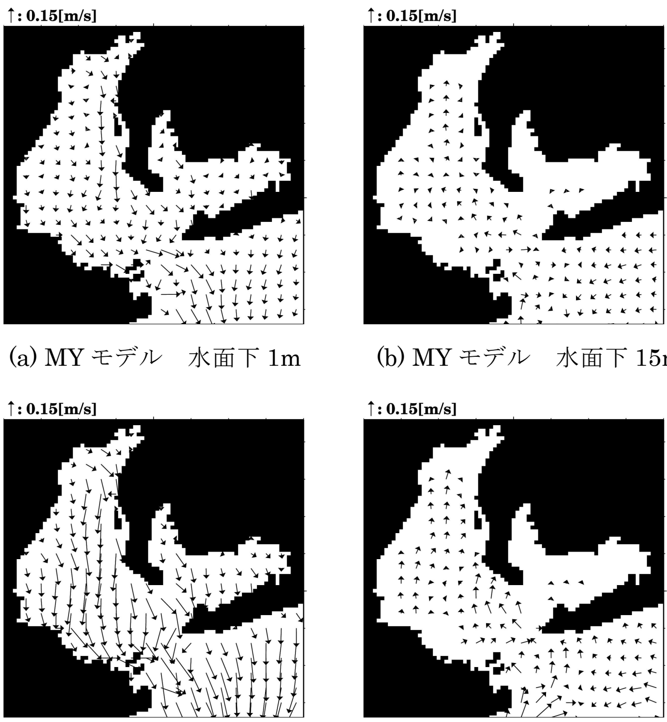
図-4.2 は，これらの乱流モデルで算出された前述の図-4.1 の A 点における K_M および K_H を示したものである．この図によると，MY モデルは Ri 数モデルに比べて大きな K_M および K_H を与えることがわかる．この理由の一つは，MY モデルは安定状態から不安定状態までの広い範囲のリチャードソン数に対応しており，不安定状態になった場合に K_M および K_H は大きくなるが，Ri 数モデルは安定から中立状態までのリチャードソン数にしか対応しておらず，不安定状態になっても特別大きな K_M，K_H になることはないためである．もう一つの理由は，MY モデルは乱流エネルギーの輸送方程式の海面境界条件において海面応力を扱っているので，海面応力が大きく

なることで，乱流エネルギーが増加し K_M， K_H も大きくなることが考えられる．これに対して，Ri 数モデルでは，リチャードソン数の計算の際にシア流は考慮しているものの，海面境界条件を取扱わないので海面応力の影響は考慮されない．これらのことは，A 点における気象モデル MM5 による風速を示した**図-4.3** との対応からもわかる(精度の詳細は大澤ら(2001)を参照のこと)．MY モデルでは，海面応力が大きくなる強風時の 2 月 9 日～11 日，18 日～19 日に対応して K_M， K_H が大きくなるが，Ri 数モデルでは強風時においても K_M， K_H に変化がみられない．

また，MY モデルでは，海面において乱流場の長さスケールを 0 とする Rigid-lid の仮定の境界条件のために K_M， K_H 自体も 0 となる．このため，表層よりもむしろ中層で K_M， K_H が大きくなっている点に特徴がある．これに対して Ri 数モデルでは， K_M， K_H の値がリチャードソン数のみに依存するため，冬季の海面冷却による不安定の結果，海面付近で極大になる傾向がある．さらに，K_M と K_H の関係は，MY モデルではプラントル数を 0.8 とする実験定数(Mellor･Yamada, 1982)のために常に $K_M < K_H$ であるが，Ri 数モデルでは乱流シュミット数に対しての Munk・Anderson(1948)の提案式を用いたために常に $K_M > K_H$ と正反対の関係になっている．

(3)　精度検証

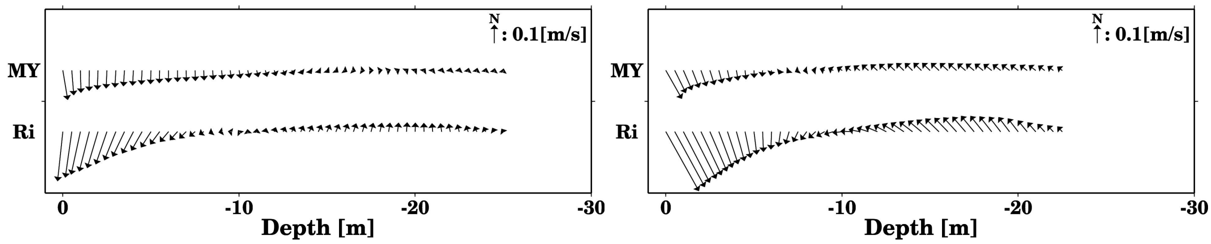
図-4.4 は計算期間中の MY モデルと Ri 数モデルの残差流をそれぞれ示したものである．水面下 1m の残差流は，両モデル共に冬季の伊勢湾に卓越する北西風のために湾内から外洋へ流出する流れが見られるが，Ri 数モデルでは MY モデルに比べてその流速が強くなっている．水面下 15m での残差流では，表層流出を補うために下層から内湾に進入する流速が見られ，表層流出が



(a) MY モデル　水面下 1m　　(b) MY モデル　水面下 15m

(c) Ri 数モデル　水面下 1m　　(d) Ri 数モデル　水面下 15m

図-4.4　計算期間中の残差流



(a) A 点(図-4.1)での残差流　　(b) C 点(図-4.1)での残差流

図-4.5　計算期間中の残差流の鉛直分布

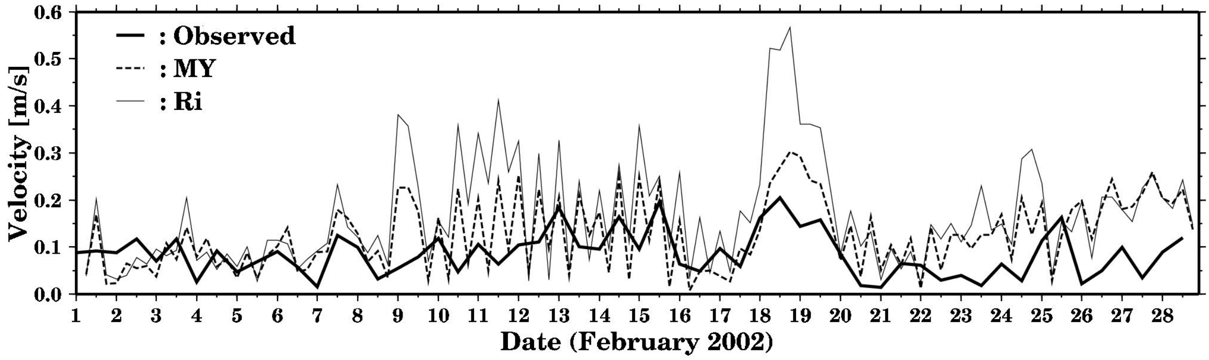


図-4.6　B 点(図-4.1)における水面下 2m の流速

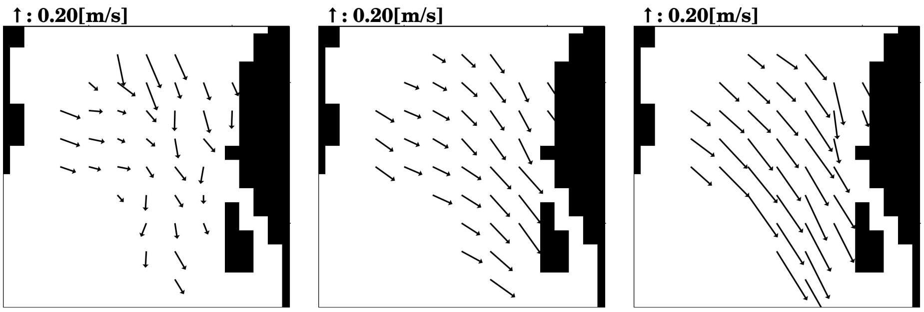
表-4.1　B 点(図-4.1)における水面下 2m の流速の BIAS と RMSE

		BIAS(m/s)	RMSE(m/s)
1 日～28 日	MY モデル	0.04	0.08
	Ri 数モデル	0.08	0.14
通常日	MY モデル	0.03	0.07
	Ri 数モデル	0.05	0.09
強風日	MY モデル	0.08	0.12
	Ri 数モデル	0.22	0.26

強い Ri 数モデルの方が下層からの進入も強くなっている．このように乱流モデルによって流れ場に非常に大きな差が生じることが明らかになった．

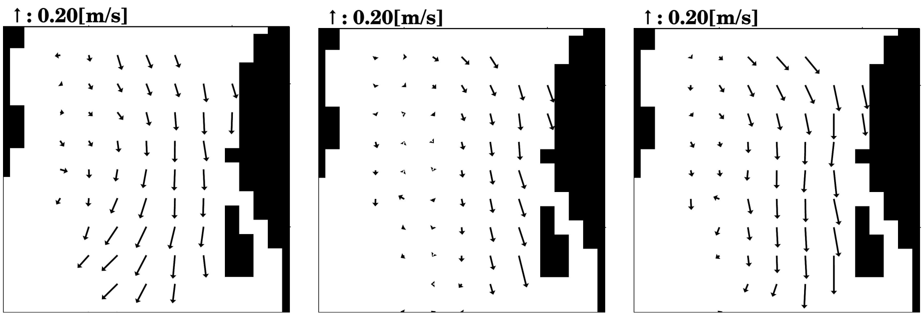
このことは湾奥の A 点，湾口の C 点での残差流を示した図-4.5 からもわかる．この図から A 点，C 点いずれも MY モデルでは K_M が大きいために Ri 数モデルに比べて流速・流向が鉛直一様になる傾向にあることがわかる．そして，Ri 数モデルでは K_M が小さいために表層で湾内から流出する流れ，下層で湾内へ進入する流れがそれぞれ強く現れていることがわかる．

図-4.6 は，図-4.1 の B 点において水面下 2m の流速を愛知県企業庁・中部国際空港株式会社による観測値と比較したものである．そして表-4.1 に，計算期間中の全ての日，通常の気象条件の 2 月 1 日～8 日，12 日～17 日および 2 月 20 日～28 日の通常日，強風が吹いた 2 月 9 日～11 日および 18 日～19 日の強風日に場合別けして BIAS，RMSE を示した．これらの結果から，全体



(a) VHF レーダ　(b) MY モデル　(c) Ri 数モデル

図-4.7　2002 年 2 月 18 日 18 時の表層流速ベクトル分布



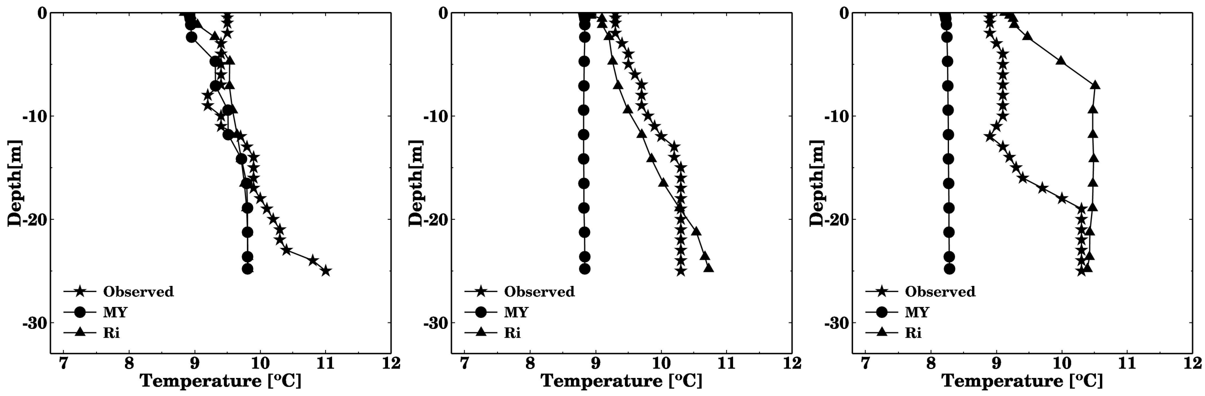
(a) VHF レーダ　(b) MY モデル　(c) Ri 数モデル

図-4.8　2002 年 2 月 18 日～2 月 26 日までの平均表層流速ベクトル分布

的に MY モデルの方が精度が良いことがわかる．また，BIAS から，両モデル共に流速が過大評価傾向であることがわかる．特に Ri 数モデルでの強風日は，非常な過大評価で精度が極めて悪くなっている．

図-4.7 は，前述の図-4.1 の領域 D において(財)電力中央研究所による VHF レーダ観測値と MY モデルおよび Ri 数モデルの結果を比較したものであり，風速 15m/s の強風時であった 2 月 18 日 18 時での表層流速ベクトル分布を示す．なお，VHF レーダは，極表層の流れ場を観測するため(坂井ら，2002)，計算値も最上層の流速を用いている．この図からも Ri 数モデルの流速が全体に過大評価傾向にあり，計算精度に問題のあることがわかる．MY モデルは，Ri 数モデルに比べると流速は弱まっているものの，流向など精度が良いとは言えない．

図-4.8 は，VHF レーダ観測値と MY モデルおよび Ri 数モデルの結果を図-4.1 の領域 D における 2 月 18 日～2 月 26 日の観測期間平均して比較したものである．この図によると，MY モデルでは全体的に流れが弱く，特に湾央付近ではほとんど流れが見られない．これに対して，Ri 数モデルでは湾央から東側での強い流速，西側での弱い流速と観測値の再現性は良い．このように極表層の平均流のパターンという面では，Ri 数モデルの方が再現性が良い．このことから，外洋など水深が大きく鉛直解像度が低い場合では，海面で K_M が常に 0 となる MY モデルの仮定は問題にならないが，浅海域のように鉛直解像度が高くなる場合では，この仮定が問題になる可能性が示唆された．



(a) 2 月 3 日　(b) 2 月 11 日　(c) 2 月 19 日

図-4.9　A 点(図-4.1)における水温

これらの結果から，Ri 数モデルは強風時に過大評価傾向にあることが明らかとなった．Ri 数モデルでは， K_M に及ぼす海面応力の影響が考慮されていないため，強風時に活発になる運動量の下方伝達が正しく計算されず，表層流速が過大に評価されたと推察される．また，MY モデルでも弱風時に比べて強風時は，精度が悪くなっている．これは，強風時の砕波のために水面直下の乱流成分が大きくなり，MY モデルで用いられている対数則の仮定が適さなくなったためだと考えられる．事実，小笠原ら(2003)は強風時の白波立った水面下では壁法則を仮定したせん断応力の連続条件がべき則層の発達のため成立しないことを明らかにしている．以上より，強風下吹送流を正しく記述するには，海面応力の影響だけでなく，強風時の白波を伴う海面直下の乱流構造を踏まえた乱流モデルが必要となる．

図-4.9 は前述の図-4.1 の A 点における水温であり，ここでは代表的な 2 月 3 日，11 日，19 日のものを示した．2 月 3 日は弱風日で，両モデル共に平均的な K_H の値を与えており，観測値の再現性は良い. 2 月 11 日, 19 日は, 強風日である. この時の MY モデルは K_H が急激に大きくなり, その結果, 水温は鉛直一様で再現性は悪い. また, 前述の図-4.4 および図-4.5 で示されたように, MY モデルでは流れ場の表層流出および下層進入が共に弱く，外洋の高温水が進入して来ないため，観測値に比べて温度が低下している．これに対して Ri 数モデルでは，外洋の高温水が進入しているのがわかる．しかし，19 日のように高温になり過ぎる場合がある．これは，Ri 数モデルの表層流速が強風時に顕著な過大評価となり，それに対応して，外洋水の下層進入も強くなり過ぎたと考えられる．以上のことから，MY モデルでは鉛直一様になる傾向が示され，温度場においても乱流モデルによって計算結果に非常に大きな差が生じることが明らかになった．

以上，冬季の伊勢湾における流れ場および温度場について乱流モデルによる計算精度の比較・検討を行った．その結果，鉛直渦動粘性係数および拡散係数の算出手法の違いが局所的な鉛直混合のみならず，内湾全体の流れ場および温度場の計算結果に非常に大きな影響を及ぼすことが明らかになり，乱流モデルの重要性が示された．また，強風時においては MY モデル，Ri 数モデル共に流速の過大評価が顕著になるなど計算精度が著しく悪化し，強風下の海水流動を正しく扱うためには既存の乱流モデルでは不十分であることが示された．

4.3　実験の概要

強風下吹送流の海面境界過程の解明とそのモデル化のために，二重床風洞水槽および階層的相関法を用いた水理実験を行った．本節では，その概要について述べる．

4.3.1　実験装置

(1)　風洞水槽

水理実験は, 図-4.10 に示す 3 面ガラス製の吸込式風洞水槽(長さ=15.4m, 幅=0.4m, 高さ=1.0m)を用いて行った．表-4.2 にその仕様を示す．この水槽の構造は，消波側に設置された軸流ファン型送風機によって造波側の吸込口から空気を取り込んで風を発生させ，その風によって生成される波を風下の水槽端部に設置された消波マットによって消波させるものである．さらに，この水槽内に流量の連続性を部分的に満たすために，アクリル製管路(長さ=9m，幅=38cm，内径高 h_c=10cm)を循環路として設置して二重床構造の水槽とした．この管路は，水槽両端の閉境界条件に支配される戻り流れを下段水路の流れとして風上側に循環させ，その流れを上段水路に補償流として与える機能を持つ．これによって，流量の連続性が部分的に満たされるだけでなく，下段水路内より戻り流れを検出することが可能となる．

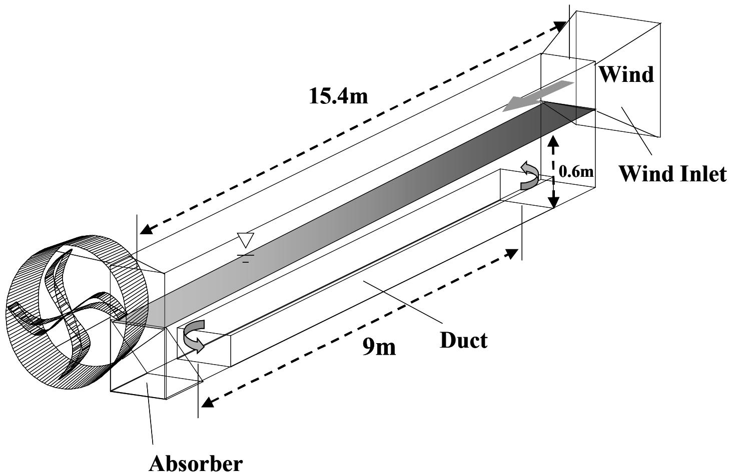


図-4.10　二重床風洞水槽

表-4.2　風洞水槽の仕様

吸込整流部	整流機構；吸込縮流ノズル，ハニカム，整流網等，造波部境界の隔壁複合断面より波浪水面上に直接風洞移行型
風速制御	専用インバータによるファン回転数のシーケンス制御
送風機	軸流ファン型；動力 AC220V，60Hz，3P，3.7kW
送風機構	下流屋外吐出式

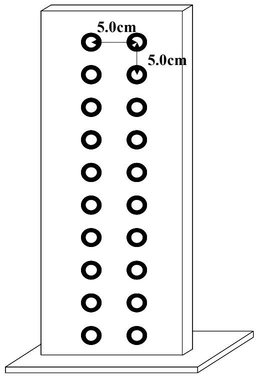


図-4.11　calibration board

(2)　撮影装置

水粒子の計測には，実験水槽内にトレーサー(ナイロン製，比重；1.02，ϕ；50μm)を投入し，最大出力 5.0W の半導体レーザー(発光波長：532nm，Millennia；Spectra Physics 製)とシリンドリカルレンズによって造られたレーザーシートを水槽底面から照射することによって可視化された鉛直２次元場の流体運動を高速度ビデオカメラ(Motion Scope；Redlake Imaging 製)で連続撮影する．そして，撮影されたアナログ画像は，A/D 変換ボードを内蔵した PC によってデジタル画像に変換されて保存される．

(3)　流速解析装置

水粒子速度の算出には，微小変動量の解析が可能な階層的相関法(小笠原ら，2004)による PIV 解析を用いた．画像解析時に必要となる撮影画像に対する実測値との比を計算するために calibration board を用いた(図-4.11)．このとき，点と点の間隔は 5cm であり，実測値と pixel 数の比を計算したところ，水平・鉛直方向共に 382μm/pixel となった．

4.3.2　実験方法

実験は，基準風速U_rを 6.7，10.4 および 12.0m/s の 3 通りに変化させて風波場を再現して行った．計測は，PIV 解析によって水粒子速度を計測するための風波砕波画像の撮影と水面波形の時間変化を同期させて行った．画像の撮影は，前述の高速度ビデオカメラを撮影範囲が 4cm 被るように左右に２台並べ,左右のカメラの撮影開始と終了を同期させることによって,4096 枚(約 32.8s～68.2s)の連続撮影を行った．撮影範囲は，平均水面から水面下約 40cm までとし，d3(z= 2cm～13cm)，d2(z=11cm～26cm)，d1(z=24cm～39cm)の鉛直 3 断面に分けて撮影した．フレームレートおよびシャッタースピードは，流速のダイナミックレンジを考慮し，各風速・断面毎に表-4.3 のように設定した．高速度ビデオカメラは，水槽ガラス側面から 23.5cm の距離に設置した

表-4.3　各風速の撮影条件

風速 U_r	Case	フレームレート	シャッタースピード
6.7m/s	d1	60 fps	60 fps
	d2	60 fps	60 fps
	d3	125 fps	125 fps
10.4m/s	d1	60 fps	120 fps
	d2	60 fps	120 fps
	d3	125 fps	250 fps
12.0m/s	d1	60 fps	120 fps
	d2	60 fps	120 fps
	d3	125 fps	250 fps

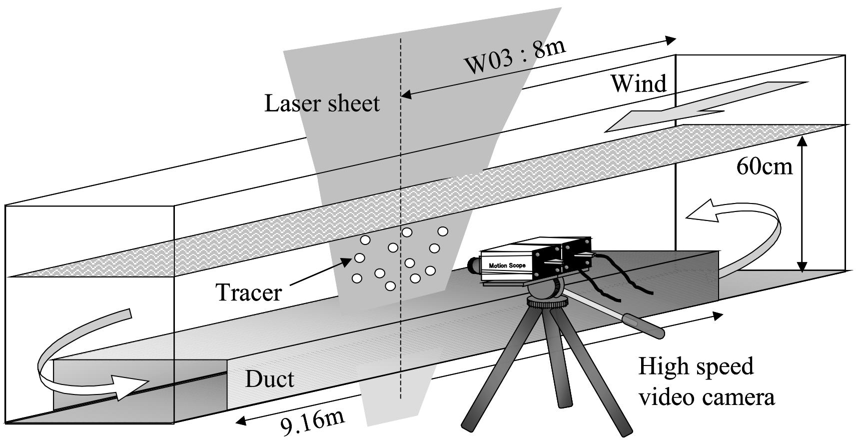


図-4.12　画像の撮影方法

(図-4.12)．これにより，画面の高さと幅は約 15×15cm となった．また，水面の散乱光を避けるために，水面を写す上段のカメラには偏光フィルターを取り付けた．水面波形の時間変化は，風洞用容量式波高計を測点 W03 に設置し，サンプリング周波数を 100Hz に設定して 180s 間の計測を各風速について行った．

4.3.3　実験条件

乱流統計量を求めるためには，計測時間が測定対象の時間変動よりも十分に長く，サンプリング数が十分に多いことが必要である．PIV 解析に関して，撮影間隔を短くすると，撮影画像中の粒子像の変位等が少なくなる結果，解析の精度は上がり，得られる流速はより瞬間値に近くなると同時に，より時間スケールの短い速度変動を捉えることが可能となる．しかし，CCD カメラの記録容量の制約により全体の撮影時間が短くなることが問題となる．得られた流速からスペクト

表-4.4　各風速の波形諸量

U_r (m/s)	u_{*a} (m/s)	u_{*w} (m/s)	H_s (cm)	T_s (s)	C (m/s)	f_p (Hz)	L (m)	C_w
6.7	0.236	0.008	2.500	0.347	0.541	2.893	0.188	2.127
10.4	0.400	0.014	5.590	0.509	0.794	1.917	0.404	1.720
12.0	0.477	0.017	7.460	0.580	0.905	1.727	0.525	1.608

ル解析を行う際，高周波成分については，この撮影時間の短縮はほとんど影響しない．逆に低周波成分は元々波数成分が少ないため，撮影時間が短くなることの影響は大きい．このため，1 ケースの計測だけでは局所的な現象を捉えている可能性もあることから，低周波成分については数ケースの撮影を行い，定常性を仮定した上でアンサンブル平均によってその成分帯を考察する必要がある．以上より，実験は強風時の水面直下の計測のみ，撮影のフレームレートを 125fps，シャッタースピードを 250fps に設定し，高精度，高解像度な PIV 解析を行い，高周波成分を高精度に算出する．また，各風速について数ケースの撮影を行い，これらのアンサンブル平均によって撮像機器の記録容量に依存する低周波成分の不確実性を補うことにした．そして，水槽の全水深を 60cm に固定し，風洞入口での基準風速 U_r を 6.7，10.4 および 12.0m/s の 3 通りに変化させた．U_r=6.7m/s は水面全体が非砕波(白波が発生しない)状態，U_r=10.4m/s は測点 W03 で白波砕波が発生する状態であり，U_r=12.0m/s は測点 W03 で白波砕波が頻繁に発生する状態である．また，各風速での撮影ケース数は，U_r=6.7m/s を 5 ケース，U_r=10.4m/s を 18 ケース，U_r=12.0m/s を 18 ケースとした．この時の波形諸量を表-4.4 に示す．ここで，u_{*a} は大気側の摩擦速度，u_{*w} は水側の摩擦速度，H_s は有義波高，T_s は有義波周期，C は波速，f_p はピーク周波数，L は波長，C_w は波齢である．また，表-4.4 の u_{*a} は，Wu(1980)の実験式

$$\left(u_{*a}\right)^2 = \left(0.8 + 0.065U_{10}\right)\times 10^{-3}\times U_{10} \tag{4.3}$$

を用いて求めたものである．ただし，U_{10} は海面上 10m での風速(m/s)であるが，ここでは $U_{10}=U_r$ と仮定した．

4.4　バースト層の流速特性

4.4.1　計測可能限界

強風下吹送流の計測は，発達した風波による水面変動のために，波谷面より上の速度場をオイラー的に連続計測することができず，平均水面と波谷面の間が欠測領域となる．このことから最初に，計測可能限界となる水深を明らかにする必要がある．図-4.13 は，風速 U_r=12.0m/s における平均水面下 z = −1，−2 および−3cm での水平流速 u の時間変化を示したものである．これより，

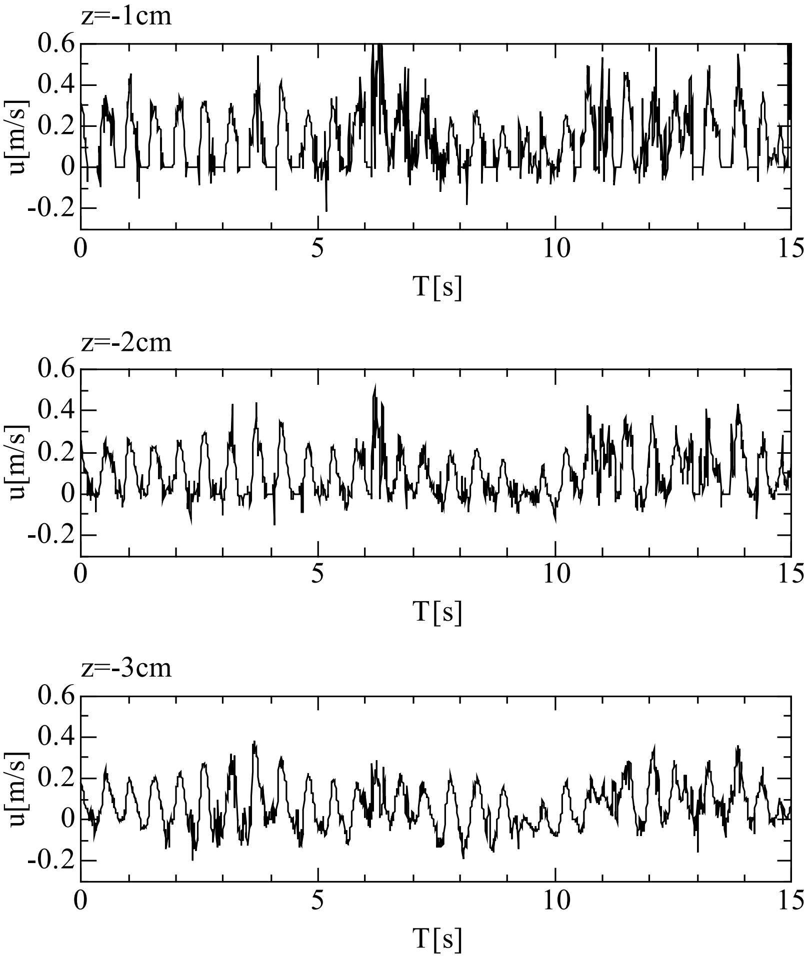


図-4.13　風速 U_r =12.0m/s における平均水面下 $z=-1$，-2 および-3cm での水平流速 u の時間変化

$z=-1$cm の測点が風波の波谷通過時に水面上となり，欠測(u =0)となることがわかる．また，$z=-3$cm まで測点を下げると欠測区間は現れず，連続データが得られることがわかる．こうした検討により，u の連続データが得られる限界水深 z_c として，U_r =6.7m/s では $z_c=-1.0$cm，U_r =10.4m/s では $z_c=-2.5$cm，U_r =12.0m/s では $z_c=-3.0$cm を得た．

4.4.2　戻り流れの検出と吹送流

PIV 解析によって得られる上段水路の流速ベクトルには，水槽両端での水位差に起因する戻り流れが含まれており，風応力のみによって駆動される本来の吹送流を表していない．本研究で使用する二重床水槽では，下段水路の水平流速 $\overline{u}_c$ から，

$$U_B=\frac{1}{h_c}\int_{-h}^{-(h-h_c)}\overline{u}_c(z)dz \tag{4.4}$$

として戻り流れの鉛直平均流速 U_B を求めることができる．ここで，h は水深，h_c は下段水路高で

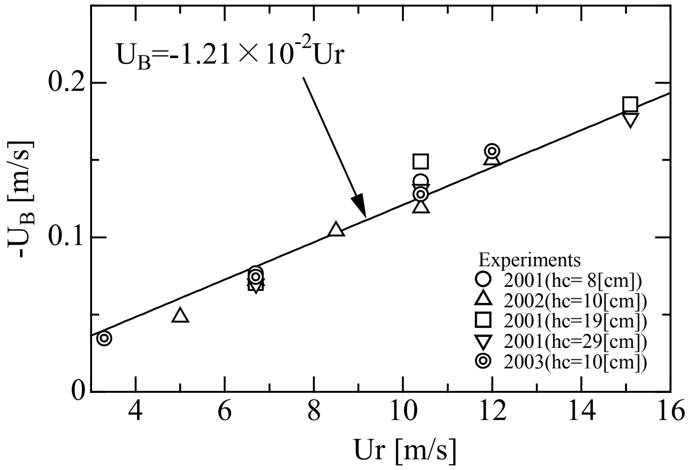


図-4.14　各下段水路高h_cにおける風速U_rと戻り流れU_Bの関係

ある．**図-4.14**は，式(4.4)によって求められた戻り流れの流速U_Bと風速の関係について下段水路高 h_cを変化させて示したものである．また，それに最小 2 乗法で求めた回帰直線

$$U_B = -1.21\times10^{-2}U_r \tag{4.5}$$

を挿入した．この図より，戻り流れU_Bは下段水路高 h_cに無関係に，風速U_rの増大とともに一様に増大することがわかる．このことから，戻り流れU_Bは，水槽底面での摩擦を無視すれば鉛直一様に分布し，次式のように上段水路の平均流速$\overline{u}$からU_Bを差し引くことで，風応力のみに支配される真の吹送流の水平流速$\tilde{u}$を数値的に算出することが可能となる．

$$\tilde{u} = \overline{u} - U_B \tag{4.6}$$

また，戻り流れU_Bが吹送流による輸送量を水槽内で補償する流れとして生じることを考えれば，これまで全く未知であった吹送流の全流量q_Tを次式で求めることができる．

$$q_T = -U_B h \tag{4.7}$$

4.4.3　平均流速

図-4.15 は，式(4.6)によって求められた各風速における真の吹送流$\tilde{u}$の平均流速の鉛直分布を示したものである．平均流速の分布は，水面に近づくに従って流速が増加しており，風速に関わらず波動成分や非定常な 2 次流などの低周波変動成分の影響がほとんど見られない水平流速場となっている．このときの風波スペクトルのピーク周期が 0.3 秒程度であり，計測時間が 32.8 秒であることから，主波の周期あるいは波長の 180 倍程度のスケールで平均されていることになる．したがって，こうした大規模スケールで考える場合，変動成分はほぼ完全に平滑化され，吹送流は鉛直分布を持つ平行流と扱えることがわかる．

図-4.16 は，ベキ則および対数則を適用して求めた回帰曲線と平均流速$\tilde{u}$の鉛直分布を各風速U_rについて比較したものである．U_r＝6.7m/s の場合では，対数則とベキ則による回帰曲線はほ

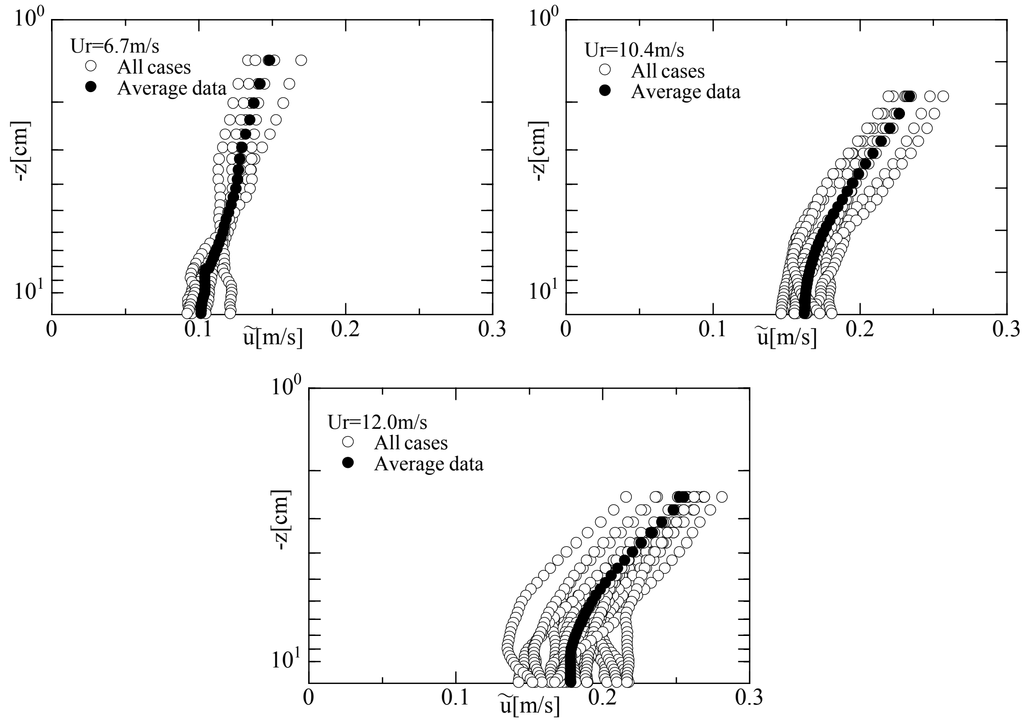


図-4.15　各風速 U_r における平均流速 $\tilde{u}$ の鉛直分布

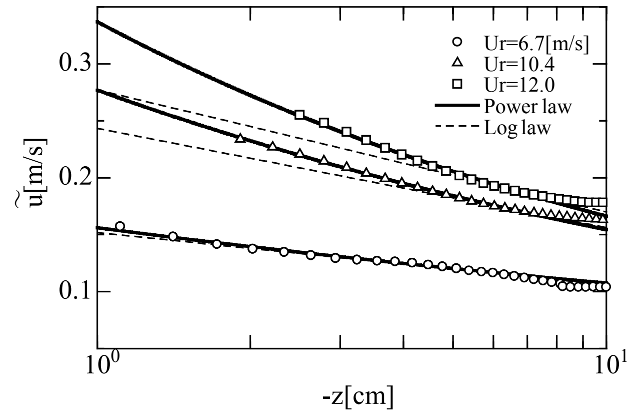


図-4.16　各風速 U_r における平均流速 $\tilde{u}$ の鉛直分布のベキ則および対数則による回帰式の比較

ぼ一致している．U_r ＝10.4m/s および 12.0m/s の場合では，対数則による回帰曲線が水面に向かって $\tilde{u}$ の分布から離れていくのに対し，ベキ則による回帰曲線は $\tilde{u}$ の分布によく一致していることがわかる．これらの結果から，弱風時で白波砕波が発生しない状態の吹送流に対しては従来の対数則を用いることが可能であるが，強風時の砕波を伴う吹送流に対しては対数則よりもベキ則を用いた方が妥当であることが示された．

次に，平均流速 $\overline{u}$ の鉛直分布の定式化を行なう．4.4.1 節で述べたように，発達した風波による水面変動のために，波谷面より上の速度場をオイラー的に連続計測することができず，平均水面と波谷面の間が欠測領域になる．そこで，実験によって得られた波谷面以深の水平流速の鉛直分

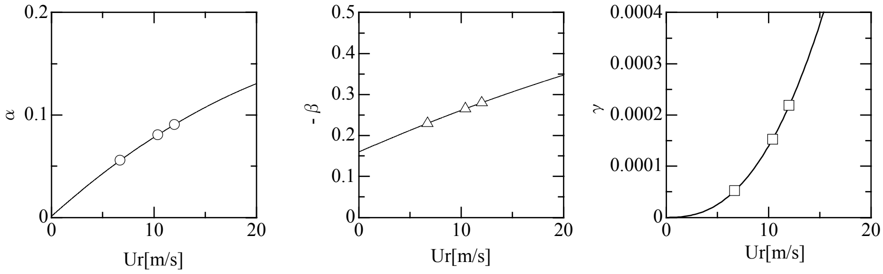


図-4.17　ベキ則の支配定数α，β，γの定式化

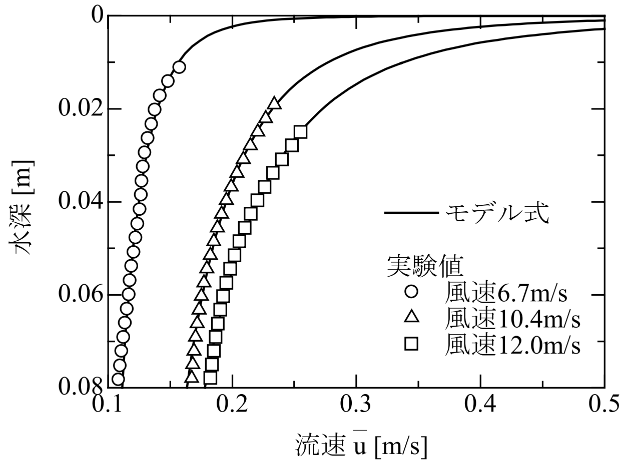


図-4.18　モデル式(4.8)によって求めた水平流速$\bar{u}$の鉛直分布と実験値の比較

布に次式のベキ則を回帰させるとともに，その積分値が実験によって求めた吹送流の全流量に一致するように$L^{1-\beta}T^{-1}$の次元を持つα，無次元量βおよび長さの次元を持つγをそれぞれ決定し，平均水面と波谷面の間の欠測領域を補った．

$$\overline{u} = \alpha(\gamma - z)^{\beta} \tag{4.8}$$

また，得られたベキ則の支配定数α，β，γをを**図-4.17**に示すように風速U_rの関数として回帰させ，次式のように定式化した．

$$\alpha = -1.22\times10^{-4}U_r^{\ 2} + 8.91\times10^{-3}U_r + 1.35\times10^{-3} \tag{4.9}$$

$$\beta = -7.93\times10^{-5}U_r^{\ 2} - 1.10\times10^{-2}U_r - 0.16 \tag{4.10}$$

$$\gamma = \exp(-14.54)\times U_r^{\ 2.46} \tag{4.11}$$

いずれの回帰式も両辺の次元は一致せず，単に数値のみの関係を与えるに過ぎないが，これによって，風速U_r=6.7m/s～12.0m/s の範囲内であれば任意の風速条件から強風下吹送流の水平流速$\overline{u}$の鉛直分布が算出できる．

図-4.18は,モデル式(4.8)によって求めた水平流速の鉛直分布と実験値を比較したものである．これよりモデル式は，全ての風速において実験値を適切に表していることがわかる．また，波谷

面以浅においてモデル式の流速は急増しているが，これによって吹送流の全流量が実験結果と一致するようになる．

4.4.4　流速スペクトル

ここでは，強風下吹送流の流速スペクトルについての検討を行う．**図-4.19** は，各風速ごとに水平流速スペクトルの鉛直変化を示したものである．いずれの流速スペクトルについても，波動帯を除いた低周波帯から高周波帯までの広い範囲にわたってコルモゴロフの-5/3 乗則に従っており慣性小領域にあることがわかる．U_r=6.7m/s において z = −10.0cm までは，波動成分が見られるが，z = −20.0cm になるとほぼ見られなくなり，風波の影響深度と吹送流の発達深度とが連動していると考えられる．こうした傾向は風速が増すとともにより明瞭となり，弱風時においては

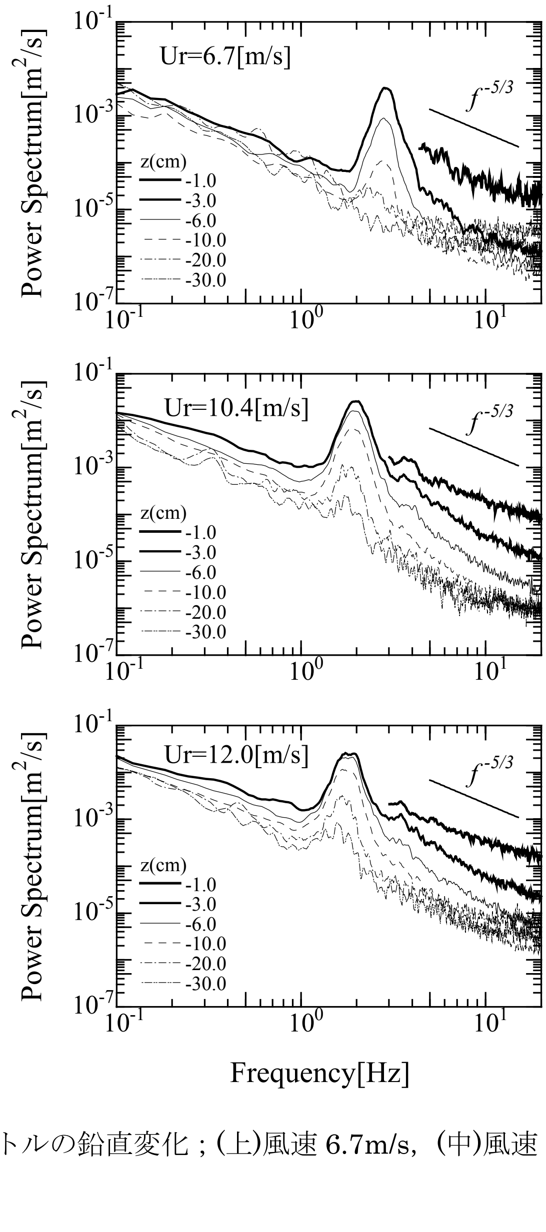


図-4.19　水平流速スペクトルの鉛直変化；(上)風速 6.7m/s，(中)風速 10.4m/s，(下)風速 12.0m/s

風応力のほとんどが風波と表層流の発達に費やされるのに対し，風波砕波が発生し始める U_r =10.4m/s になると，砕波を介した運動量輸送が行われるようになり，吹送流の発達が下層にまで及ぶようになると考えられる．波動帯より高周波側の成分については，波の位相が谷側となって水面が平均水面より下になるところでは空気部分のデータを 0 とし，データを削除して水面が平均水面より上になる部分のデータのみをつなぎ合わせることが可能である．z = -1.0cm でのスペクトルはそのようにして求めたものであり，低周波側からのカスケード成分を明らかに超えるパワーを有していることがわかる．そのエネルギーソースは波動成分であり，実流体では波動運動によっても高周波乱流成分が生成されることが U_r =6.7m/s の結果からもわかる．しかし，波動運動による生成以外に，砕波の影響が高周波成分に現れているのかを確認する必要がある．**図-4.20** は，有義波高 H_s を基準として，水深 $z=-H_s/2$，$-H_s$，$-2H_s$ での水平流速スペクトルを各風速について示したものである．高周波乱流成分に着目すると，$z=-H_s/2$ および $-H_s$ では，強風速下の高周波数帯のパワーが弱風速下のそれに比べて発達している．しかし，$z=-2H_s$ にな

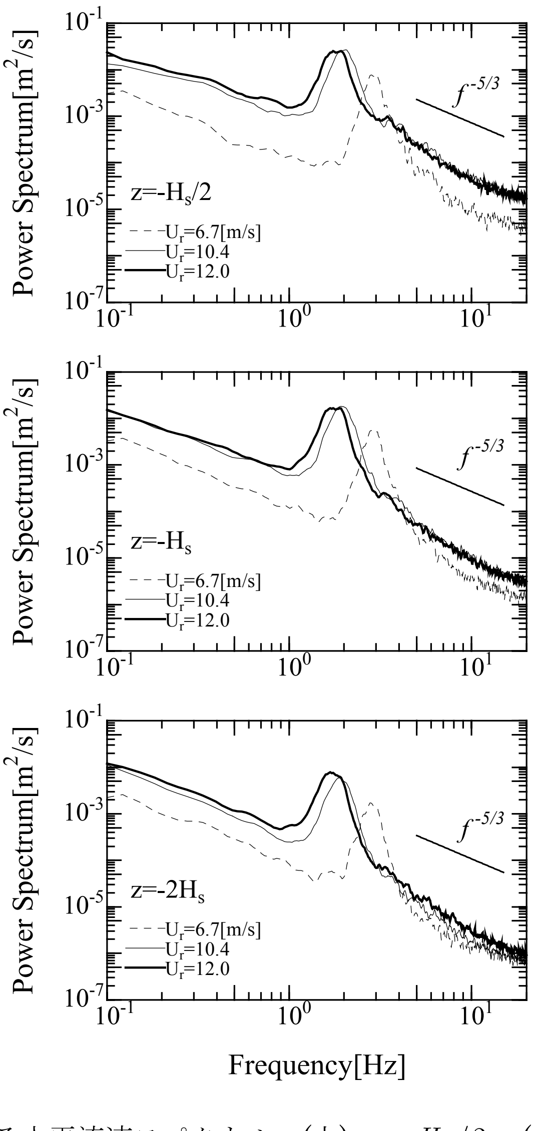


図-4.20　各風速 U_r における水平流速スペクトル；(上) $z=-H_s/2$，(中) $z=-H_s$，(下) $z=-2H_s$

ると，風速によるその差がほとんど生じないことがわかる．この結果より，高周波数帯において白波砕波による撹乱が乱流成分の発達に寄与していることは明らかであり，その影響は有義波高程度の極く表層に限られる．この白波砕波による著しい乱流エネルギーを有する層をバースト層と定義する．バースト層では平均流からのカスケード成分に波動運動・砕波による乱流成分が加わり，そこでの吹送流は強い輸送と乱れを伴う複雑な流れを形成している．よって，強風下吹送流モデルの開発には，こうした低周波側からのカスケード成分とは異なる波動運動・砕波起源の乱流成分の生成および散逸を考慮する必要がある．

4.4.5　バースト層の輸送量

ここでは，バースト層の輸送量について検討を行う．有義波高 H_s を基準としてバースト層の厚さ η_t を $H_s/2$，H_s および $2H_s$ と仮定し，各バースト層内の流量 $\widetilde{q_\eta}$ について検討を行う．**図-4.21** は，風速 U_r と $\widetilde{q_\eta}$ の関係を示したものである．風速が増すに従って流量 $\widetilde{q_\eta}$ も増大するが，その増加率は η_t が大きくなるに従って増大する傾向にある．これは，風速とともに強い輸送を伴うバースト層が下方に向けて拡がる傾向にあることを示している．**図-4.22** は，バースト層内の流量 $\widetilde{q_\eta}$

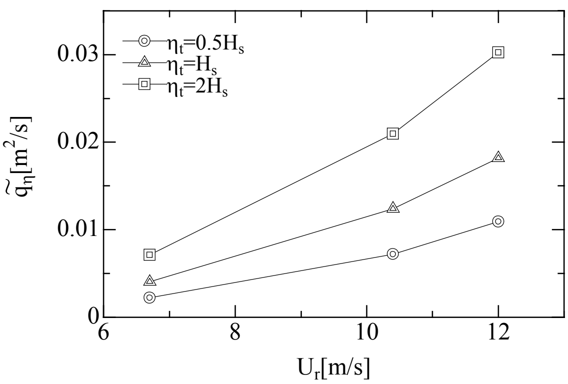


図-4.21　風速 U_r とバースト層内単位幅流量 $\widetilde{q_\eta}$ の関係

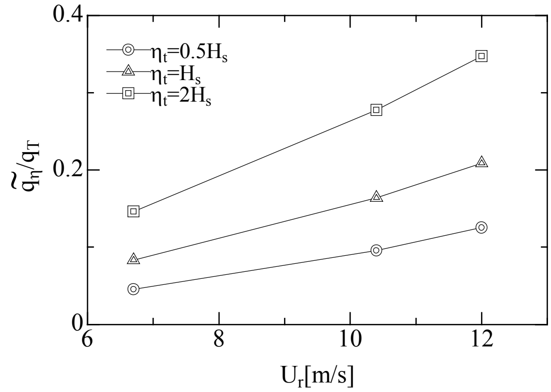


図-4.22　全流量 q_T に占めるバースト層内の流量 $\widetilde{q_\eta}$ の割合と風速 U_r の関係

の全流量q_Tに対する比と風速の関係を示したものである．これから，バースト層厚η_tをH_sとした場合，U_r=12.0m/s ではバースト層内で吹送流の全輸送量の約 2 割を占めることがわかる．そして，U_r=12.0m/s のH_sは 7cm 程度であることから，輸送面においてバースト層はその層厚に比べて重要な役割を果たしていると言える．

4.5 バースト層の乱流構造

4.5.1 流速スペクトルの各周波数帯の分割とその相関

砕波を伴う強風下吹送流の乱流構造を検討するために，流速成分を平均流成分からのカスケード，波動および砕波による乱流成分に分けて取扱う．そこで**図-4.23** に示すように，流速スペクトルの周波数帯の形状に着目し，これらの臨界周波数をf_{cc}，f_{lc}およびf_{hc}と定め,この区分に従って水粒子速度$\mathbf{u}$を平均流成分$\mathbf{u}_c$，平均流成分からのカスケード成分(低周波乱流成分)$\mathbf{u}_l$，波動成分$\mathbf{u}_w$および砕波による乱流成分$\mathbf{u}_h$の和として次式のように定義する．

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_c + \mathbf{u}_l + \mathbf{u}_w + \mathbf{u}_h \tag{4.12}$$

次に**図-4.23** の周波数帯の区分に従い，注目する周波数帯以外の流速成分を 0 とし，逆フーリエ変換を行うことによって，それぞれの周波数帯での流速成分を抽出し，各成分間の相関を求めた．**表-4.5**～**表-4.7** は，水深z = −3，−6，−10，−20cm での各周波数帯における水平・鉛直流速成分間の相関テンソルを各風速ごとに示したものである．これより，いずれの流速成分も風速や水深に無関係に，異なる周波数帯の流速成分の相互相関は 0 と見なせるオーダーであることがわかる．これらより，各成分が次式のレイノルズ平均則を満たす．

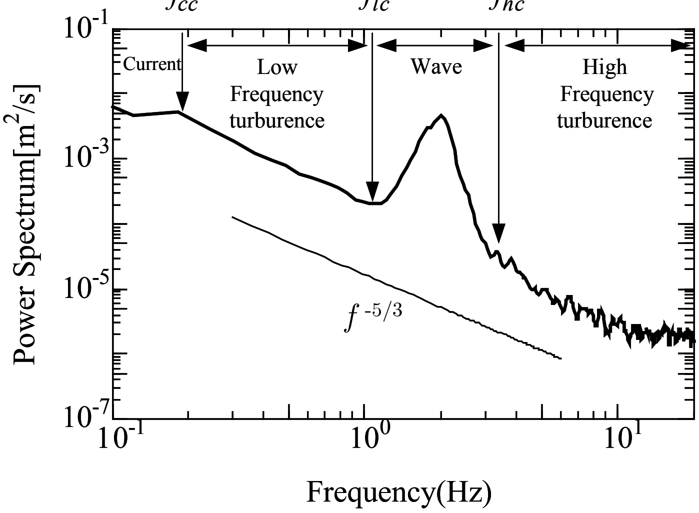


図-4.23 流速スペクトルの各周波数帯(平均流速，低周波乱流，波動，高周波乱流)の分割

$$\overline{u} = u_c \tag{4.13}$$

$$\overline{u_l}\ ,\ \overline{u_w}\ ,\ \overline{u_h} = 0 \tag{4.14}$$

$$\overline{u_c u_l}\ ,\ \overline{u_c u_w}\ ,\ \overline{u_c u_h} = 0 \tag{4.15}$$

$$\overline{u_l u_w}\ ,\ \overline{u_l u_h} = 0 \tag{4.16}$$

$$\overline{u_l u_w}\ ,\ \overline{u_l u_h} = 0 \tag{4.17}$$

よって，u_c を平均流成分，u_l，u_w および u_h を相互に独立な周期成分として扱うことができ，次式が成立つ．

$$\overline{u^2} = \overline{u_c^{\ 2}} + \overline{u_l^{\ 2}} + \overline{u_w^{\ 2}} + \overline{u_h^{\ 2}} \tag{4.18}$$

鉛直水粒子速度 w も同様についても同様に考えることができ，相互相関項 $\overline{uw}$ については次式が成立つ．

$$\overline{uw} = \overline{u_c w_c} + \overline{u_l w_l} + \overline{u_w w_w} + \overline{u_h w_h} \tag{4.19}$$

以上より，起源の異なる様々な乱流成分が混在する風波下の速度場であっても，オーダー的に卓越する各周波数帯内の相関テンソルのみを知れば良いことが明らかとなった．これらのことは，乱流構造の検討やモデル化を大幅に簡略化できる点で非常に重要である．

表-4.5　風速 6.7m/s における各周波数帯の流速成分の応力テンソル(m^2/s^2)

$z(cm)$	$\overline{u_c^{\ 2}}$	$\overline{u_c w_c}$	$\overline{u_c u_l}$	$\overline{u_c u_w}$	$\overline{u_c u_h}$	$\overline{u_c w_l}$	$\overline{u_c w_w}$	$\overline{u_c w_h}$
-3	2.49×10^{-3}	3.77×10^{-4}	-9.31×10^{-21}	9.19×10^{-22}	-7.31×10^{-22}	6.38×10^{-20}	-4.78×10^{-21}	-1.15×10^{-21}
-6	1.26×10^{-3}	4.65×10^{-4}	2.53×10^{-20}	-5.70×10^{-21}	3.94×10^{-22}	-1.83×10^{-20}	8.93×10^{-22}	-2.13×10^{-21}
-10	5.43×10^{-4}	3.94×10^{-4}	9.15×10^{-21}	3.68×10^{-22}	-8.13×10^{-22}	1.24×10^{-20}	-1.16×10^{-21}	-3.04×10^{-22}
-20	2.86×10^{-4}	5.23×10^{-5}	-7.82×10^{-21}	-9.33×10^{-22}	-1.51×10^{-22}	2.46×10^{-21}	1.96×10^{-22}	-5.69×10^{-25}

$z(cm)$	$\overline{u_l^{\ 2}}$	$\overline{u_l w_l}$	$\overline{u_l u_w}$	$\overline{u_l u_h}$	$\overline{u_l w_w}$	$\overline{u_l w_h}$
-3	3.91×10^{-4}	-1.62×10^{-4}	8.96×10^{-21}	-5.03×10^{-23}	-8.17×10^{-21}	2.28×10^{-21}
-6	3.41×10^{-4}	-1.16×10^{-4}	-3.94×10^{-21}	-9.93×10^{-23}	1.17×10^{-21}	3.14×10^{-22}
-10	1.74×10^{-4}	-7.07×10^{-5}	-4.78×10^{-22}	7.09×10^{-22}	5.51×10^{-22}	-1.70×10^{-22}
-20	1.05×10^{-4}	1.22×10^{-6}	6.86×10^{-23}	1.08×10^{-23}	-1.30×10^{-22}	-5.21×10^{-23}

$z(cm)$	$\overline{u_w^{\ 2}}$	$\overline{u_w w_w}$	$\overline{u_w u_h}$	$\overline{u_w w_l}$	$\overline{u_w w_h}$
-3	2.53×10^{-3}	9.61×10^{-5}	9.62×10^{-21}	5.17×10^{-21}	5.57×10^{-21}
-6	6.79×10^{-4}	2.06×10^{-5}	-8.58×10^{-22}	-4.36×10^{-22}	-2.03×10^{-22}
-10	1.27×10^{-4}	9.62×10^{-6}	1.62×10^{-22}	1.49×10^{-21}	-4.73×10^{-22}
-20	2.01×10^{-5}	2.88×10^{-6}	2.08×10^{-23}	1.55×10^{-22}	3.64×10^{-24}

$z(cm)$	$\overline{u_h^{\ 2}}$	$\overline{u_h w_h}$	$\overline{u_h w_l}$	$\overline{u_l w_w}$
-3	1.11×10^{-4}	-4.47×10^{-6}	2.12×10^{-23}	2.40×10^{-21}
-6	4.13×10^{-5}	-6.47×10^{-7}	-5.16×10^{-23}	-2.34×10^{-21}
-10	3.38×10^{-5}	-1.01×10^{-6}	-1.37×10^{-22}	-8.35×10^{-22}
-20	8.07×10^{-6}	1.40×10^{-7}	-1.86×10^{-22}	5.08×10^{-24}

表-4.6　風速 10.4m/s における各周波数帯の流速成分の応力テンソル(m²/s²)

$z(cm)$	$\overline{u_c^{\,2}}$	$\overline{u_c w_c}$	$\overline{u_c u_l}$	$\overline{u_c u_w}$	$\overline{u_c u_h}$	$\overline{u_c w_l}$	$\overline{u_c w_w}$	$\overline{u_c w_h}$
-3	7.04×10^{-3}	9.96×10^{-4}	-1.53×10^{-19}	4.09×10^{-20}	7.89×10^{-22}	-7.49×10^{-20}	-1.72×10^{-20}	8.94×10^{-21}
-6	2.31×10^{-3}	6.09×10^{-4}	1.11×10^{-21}	-6.94×10^{-21}	-7.40×10^{-22}	-4.98×10^{-20}	4.22×10^{-21}	5.14×10^{-22}
-10	1.78×10^{-3}	7.10×10^{-4}	2.49×10^{-20}	-2.08×10^{-20}	6.36×10^{-22}	-7.52×10^{-21}	-2.23×10^{-21}	6.66×10^{-22}
-20	1.75×10^{-3}	6.90×10^{-4}	2.24×10^{-20}	5.11×10^{-21}	-2.06×10^{-21}	1.38×10^{-20}	6.76×10^{-21}	4.71×10^{-22}

$z(cm)$	$\overline{u_l^{\,2}}$	$\overline{u_l w_l}$	$\overline{u_l u_w}$	$\overline{u_l u_h}$	$\overline{u_l w_w}$	$\overline{u_l w_h}$
-3	1.16×10^{-3}	-3.56×10^{-4}	-2.28×10^{-20}	1.82×10^{-21}	-2.57×10^{-21}	-2.48×10^{-21}
-6	8.97×10^{-4}	-2.37×10^{-4}	1.15×10^{-20}	-1.48×10^{-21}	1.90×10^{-20}	-9.66×10^{-22}
-10	4.71×10^{-4}	-3.47×10^{-5}	2.81×10^{-21}	8.43×10^{-22}	-3.70×10^{-21}	-9.80×10^{-22}
-20	5.46×10^{-4}	6.00×10^{-5}	5.67×10^{-21}	-1.10×10^{-22}	5.55×10^{-21}	7.92×10^{-23}

$z(cm)$	$\overline{u_w^{\,2}}$	$\overline{u_w w_w}$	$\overline{u_w u_h}$	$\overline{u_w w_l}$	$\overline{u_w w_h}$
-3	6.93×10^{-3}	1.11×10^{-4}	-7.52×10^{-21}	-1.27×10^{-20}	-2.65×10^{-21}
-6	4.17×10^{-3}	5.59×10^{-5}	3.82×10^{-21}	-5.09×10^{-21}	-9.02×10^{-22}
-10	1.76×10^{-3}	2.52×10^{-5}	2.87×10^{-21}	-4.74×10^{-21}	-1.33×10^{-21}
-20	2.47×10^{-4}	7.66×10^{-6}	-8.33×10^{-22}	9.61×10^{-22}	-7.22×10^{-23}

$z(cm)$	$\overline{u_h^{\,2}}$	$\overline{u_h w_h}$	$\overline{u_h w_l}$	$\overline{u_l w_w}$
-3	5.73×10^{-4}	-8.00×10^{-5}	8.23×10^{-22}	-1.62×10^{-20}
-6	1.46×10^{-4}	-6.95×10^{-6}	5.36×10^{-23}	-6.57×10^{-21}
-10	5.93×10^{-5}	-4.06×10^{-6}	-3.49×10^{-22}	4.60×10^{-22}
-20	3.98×10^{-5}	-4.31×10^{-7}	7.26×10^{-22}	-1.64×10^{-22}

表-4.7　風速 12.0m/s における各周波数帯の流速成分の応力テンソル(m²/s²)

$z(cm)$	$\overline{u_c^{\,2}}$	$\overline{u_c w_c}$	$\overline{u_c u_l}$	$\overline{u_c u_w}$	$\overline{u_c u_h}$	$\overline{u_c w_l}$	$\overline{u_c w_w}$	$\overline{u_c w_h}$
-3	7.59×10^{-3}	1.26×10^{-3}	1.50×10^{-19}	3.34×10^{-20}	1.39×10^{-21}	-1.70×10^{-20}	1.64×10^{-20}	-6.26×10^{-22}
-6	2.18×10^{-3}	5.53×10^{-4}	7.88×10^{-20}	3.06×10^{-20}	-3.78×10^{-21}	-1.77×10^{-19}	1.30×10^{-20}	6.41×10^{-21}
-10	2.23×10^{-3}	8.35×10^{-4}	-3.38×10^{-20}	-9.50×10^{-21}	2.19×10^{-21}	3.82×10^{-20}	-1.05×10^{-20}	1.12×10^{-21}
-20	1.29×10^{-3}	6.80×10^{-4}	-5.12×10^{-21}	-8.44×10^{-23}	-1.32×10^{-21}	5.58×10^{-20}	3.13×10^{-21}	7.77×10^{-22}

$z(cm)$	$\overline{u_l^{\,2}}$	$\overline{u_l w_l}$	$\overline{u_l u_w}$	$\overline{u_l u_h}$	$\overline{u_l w_w}$	$\overline{u_l w_h}$
-3	1.60×10^{-3}	-4.27×10^{-4}	-3.32×10^{-21}	4.51×10^{-21}	-2.09×10^{-20}	-2.52×10^{-21}
-6	1.23×10^{-3}	-3.59×10^{-4}	-9.38×10^{-21}	-3.31×10^{-21}	-1.53×10^{-21}	-2.47×10^{-21}
-10	7.06×10^{-4}	-7.64×10^{-5}	-2.15×10^{-20}	5.59×10^{-22}	9.87×10^{-21}	5.58×10^{-22}
-20	9.30×10^{-4}	4.99×10^{-6}	-8.63×10^{-21}	-7.01×10^{-22}	-1.20×10^{-21}	-1.39×10^{-22}

$z(cm)$	$\overline{u_w^{\,2}}$	$\overline{u_w w_w}$	$\overline{u_w u_h}$	$\overline{u_w w_l}$	$\overline{u_w w_h}$
-3	8.15×10^{-3}	4.03×10^{-4}	1.10×10^{-20}	-1.23×10^{-20}	-8.79×10^{-22}
-6	6.68×10^{-3}	2.47×10^{-4}	-1.00×10^{-21}	-1.10×10^{-20}	1.38×10^{-21}
-10	3.29×10^{-3}	9.75×10^{-5}	6.40×10^{-21}	-2.08×10^{-20}	-6.34×10^{-21}
-20	5.48×10^{-4}	-2.87×10^{-6}	5.45×10^{-22}	1.57×10^{-21}	1.16×10^{-21}

$z(cm)$	$\overline{u_h^{\,2}}$	$\overline{u_h w_h}$	$\overline{u_h w_l}$	$\overline{u_l w_w}$
-3	9.37×10^{-4}	-1.17×10^{-4}	1.78×10^{-21}	-3.18×10^{-22}
-6	2.25×10^{-4}	-1.14×10^{-5}	4.49×10^{-21}	-1.16×10^{-20}
-10	8.34×10^{-5}	-4.26×10^{-6}	-2.14×10^{-21}	5.72×10^{-22}
-20	4.94×10^{-5}	-4.96×10^{-6}	-4.28×10^{-22}	-4.01×10^{-22}

4.5.2　乱流エネルギー

まず，乱流エネルギーを構成する水平および鉛直方向の水粒子速度の低周波および高周波成分の二乗平均の鉛直分布について検討を行う．**図-4.24** は，風速 U_r =10.4m/s および 12.0m/s における $\overline{u_l^2}$ および $\overline{u_h^2}$ の鉛直分布を比較したものである． $\overline{u_h^2}$ は，波動帯よりも高周波側の成分であるので，水面が平均水面より上になる時のデータのみをつなぎ合わせて求めることができ，このようにして求めた値を黒印でプロットした．この図から，$\overline{u_l^2}$ と $\overline{u_h^2}$ 共に水面に向かって増大するが，$\overline{u_l^2}$ については計測限界の波谷面付近までの増加であるのに対し，$\overline{u_h^2}$ についてはそれを超えても急増を続け，水面直下では $\overline{u_h^2} \gg \overline{u_l^2}$ となることがわかる．これは，前者を生成させる駆動力が風応力に起因する砕波や気流のはく離にあることを示すものである．

図-4.25 は，風速 U_r =10.4m/s および 12.0m/s における $\overline{w_l^2}$ および $\overline{w_h^2}$ の鉛直分布を比較したものである．この図から，水面は固体壁面でないものの水面での低周波の鉛直運動は抑えられるた

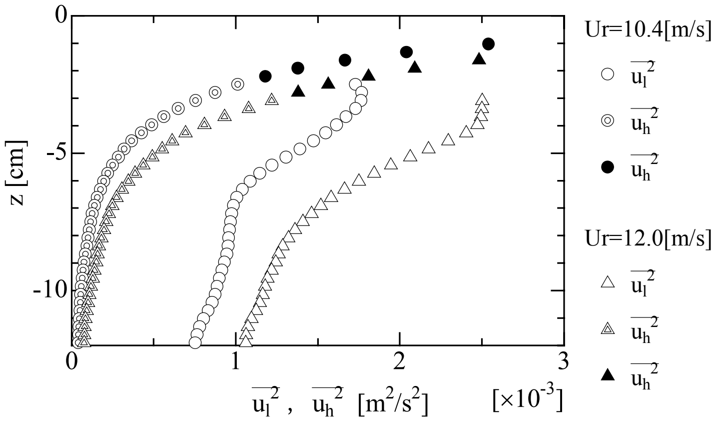


図-4.24　風速 U_r =10.4m/s および 12.0m/s における $\overline{u_l^2}$ と $\overline{u_h^2}$ の鉛直分布の比較；黒印は水面が平均水面より上になる位相での平均流速.

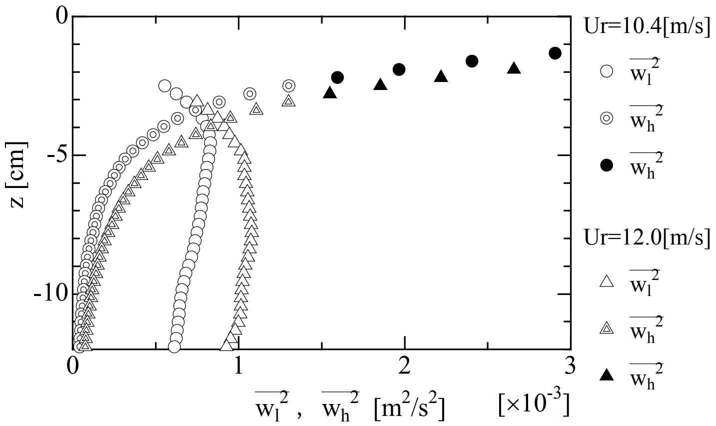


図-4.25　風速 U_r =10.4m/s および 12.0m/s における $\overline{w_l^2}$ と $\overline{w_h^2}$ の鉛直分布の比較；黒印は水面が平均水面より上になる位相での平均流速.

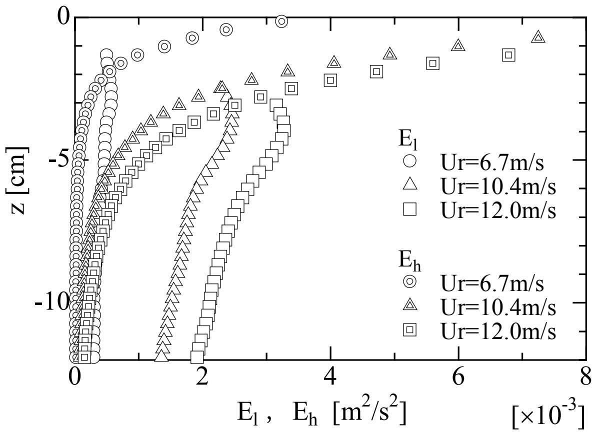


図-4.26 低周波乱流エネルギー E_l と高周波乱流エネルギー E_h の鉛直分布の比較

め，$\overline{w_l^2}$ は $z=-5$cm 付近で極大点を持ち，それ以浅では水面に向かって減少する．これに対して高周波の水粒子運動は，水面付近でも何ら拘束されることが無いため，$\overline{u_h^2}$ と同様に水面に向かって急増し，低周波成分と際立った違いを示している．こうした低周波と高周波の水粒子速度の水面直下での差異は，バースト層内の乱流エネルギーやレイノルズ応力の鉛直分布に大きな影響を及ぼすものと推察される．

図-4.26 は，低周波乱流エネルギー E_l および高周波乱流エネルギー E_h の鉛直分布を各風速に対して示したものである．この図から，E_h が水面に向かって増大していることがわかるが，前述した $\overline{u_h^2}$ および $\overline{w_h^2}$ が水面に向かって増大していることを考えれば当然の結果である．これに対して E_l の分布は，$\overline{w_l^2}$ の分布が水面に向かって減少することに加え，水面に向かっての $\overline{u_l^2}$ の増加がそれほど顕著でないこともあり，全ての風速において水面に向かって減少傾向にある．このため，平均水面直下で E_l と E_h は逆転し，E_h が卓越するようになる．また，砕波時である風速 U_r=10.4m/s および 12.0m/s の E_h は，非砕波時である風速 U_r=6.7m/s のものに比べて，水面に向けての増大が著しく上回っており，風波砕波に起因すると考えられるこの増加分を評価することが強風時の乱流モデルにとって重要となる．

4.5.3　レイノルズ応力

純粋な波動(微小振幅波)では，水平流速 u と鉛直流速 w は直交関係にあるため，u と w の内積は 0 となる．このため，波動帯における $-\overline{u_w w_w}$ が有意な値を持つとすれば，それは波動以外の変動成分によることになる．その主要成分は波動運動をエネルギー源とする乱流成分であり，これに平均流をエネルギー源とする低周波側からのカスケード成分が加わっていると考えられる．後者は高周波帯でのレイノルズ応力 $-\overline{u_h w_h}$ にも及んでいるが，砕波を伴う風波下では波動運動をエネルギー源とする乱流成分に比べて過小と推察される．したがって，強風下では，$-\overline{u_w w_w}$ および $-\overline{u_h w_h}$ の主たるエネルギー源は共に波動と考えられることから，次式のように一括し，高周波乱流成分のレイノルズ応力と $-\overline{u_t w_t}$ して扱うことにする．

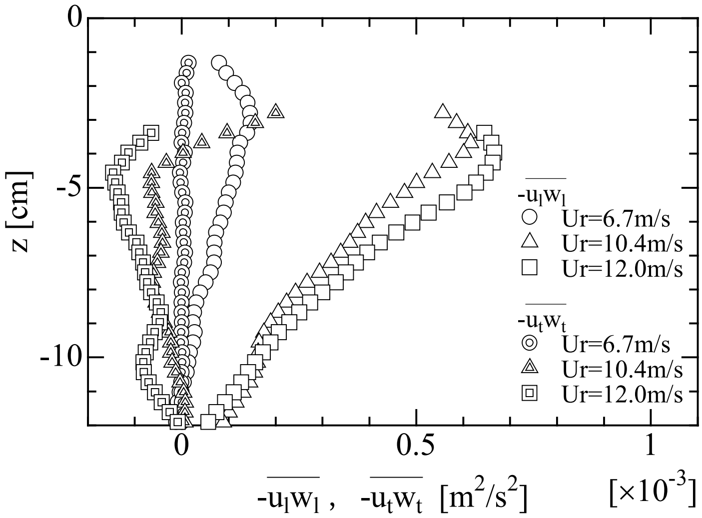


図-4.27　低周波乱流成分のレイノルズ応力 $-\overline{u_l w_l}$ と高周波乱流成分のレイノルズ応力 $-\overline{u_t w_t}$ の鉛直分布の比較

$$-\overline{u_t w_t} = -\overline{u_w w_w} - \overline{u_h w_h} \tag{4.20}$$

図-4.27 は，各風速における低周波乱流成分のレイノルズ応力 $-\overline{u_l w_l}$ および高周波乱流成分のレイノルズ応力 $-\overline{u_t w_t}$ の鉛直分布を比較したものである．これより，非砕波時の風速 6.7m/s では $-\overline{u_l w_l}$ および $-\overline{u_t w_t}$ 共に鉛直変化はほとんど見られないことがわかる．一方，砕波時の風速 10.4m/s および 12.0m/s では，$-\overline{u_l w_l}$ は水面付近の極大点から水面に向かって減少するのに対し，$-\overline{u_t w_t}$ は水面付近の極小点から水面に向かって増加し，強風時の水面直下に形成されるバースト層においてこれが支配的になると推察される．このことから，$-\overline{u_t w_t}$ は極く表層では $\overline{u}$ に対して駆動力，逆に極小点より下方では抵抗力として作用することになり，水平流速はベキ則に従う急峻な鉛直分布を持つことになる．

次にバースト層におけるレイノルズ応力の役割について検討する．実験では，1 ケースの計測時間 34 秒で平均した流速 $\overline{u}$ を吹送流の流速としている．このとき，水面の変動も同様に平均され，水面は平均水面に一致する Rigid-lid(もしくは平均海面仮定)として扱われる．このため，$\overline{u}$ は平均水面においても定義されねばならないが，前述したように，波谷面より上では連続計測できないため，水平流速の鉛直分布の積分値が吹送流の全流量 q_T に一致するように，平均水面までの平均流速の鉛直分布を求めることになる．こうして求めたものがベキ則の回帰式(4.8)である．このように全流量 q_T および波谷面下の $\overline{u}$ の値が既知の場合は事は簡単であるが，運動方程式に基いて平均水面までの $\overline{u}$ の分布を求めようとする場合には水面直下の乱流構造を明らかにし，波谷面と平均水面の間の空白領域におけるレイノルズ応力を知らねばならない．そのため，水理実験に基づく物理的思考と波谷面より下方のデータによる外挿によって空白領域を埋める必要がある．微小砕波から白波砕波は，いずれも波峯で発生する．これに対し，気流の波峯でのはく離による突込みは波峯背面で生じるものの，やはり平均水面より上側と考えてよい．また，せん断流中の波動に起因する渦の生成があるが，これは波谷面下でも発生するため，その結果に基いて外挿補

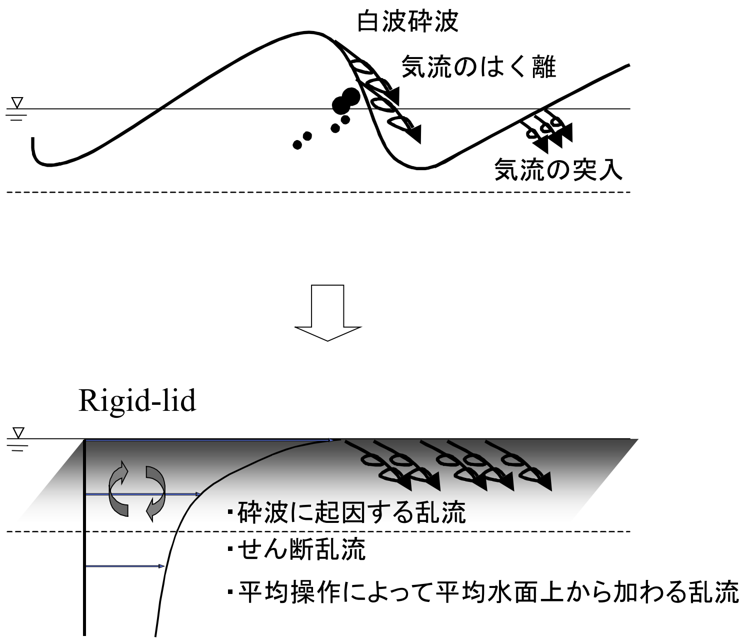


図-4.28　Rigid-lid 仮定に基づく強風下海面境界の乱流構造の模式図

間によって空白を埋めることができる．前者の平均水面上で発生する渦は波谷面下では存在しないため，そこでのデータから外挿することはできない．$\overline{u}$ を求める平均操作において平均水面上の乱流成分は平均水面下の乱流成分に加えられるため，砕波を伴う強風下では波谷面下の乱流を大きく上回ることになると考えてよい．平均水面より上で発生する乱流は砕波に起因する点で，平均流 $\overline{u}$ をエネルギー源とするせん断乱流と大きく異なっている．このため，平均水面直下の乱流構造は，**図-4.28** に示すように平均流 $\overline{u}$ をエネルギー源とするせん断乱流，平均水面上の砕波等に起因する拡散乱流および平均操作によって加わった平均水面上の砕波乱流から成る複合系となる．このような平均操作によって加わる砕波乱流は，視覚的に確認されているだけであり，乱流エネルギー等も不明である．しかし，前述したようなベキ則層の形成の事実に着目すれば，Rigid-lid 仮定の下では前述の**図-4.26** や**図-4.27** に示される以上に，E_h や $-\overline{u_t w_t}$ の値は平均水面に向けて急増すると考えてよい．

図-4.29 は，低周波レイノルズ応力および高周波レイノルズ応力の実測鉛直分布と上述の思考に基づく外挿値の風速による変化を示したものである．$-\overline{u_l w_l}$ については，いずれの場合も $z=-H_s/2\sim -H_s$ に極大点が現れている．この理由については，前述したように $\overline{w_l^2}$ の値が水面に向けて減少することにあると考えられる．その結果，この極大点と平均水面の間ではレイノルズ応力 $-\overline{u_l w_l}$ は吹送流に対して抵抗力として作用するのに対し，極大点より下方では駆動力として作用することになる．一方，$-\overline{u_t w_t}$ は各風速の $z=-H_s/2\sim -H_s$ に極小点が現れ，それより上では吹送流の駆動力として作用することになる．これによってベキ則に従う強い流れが平均水面直下に形成されると同時に，これをエネルギー源とするレイノルズ応力 $-\overline{u_l w_l}$ が水面に向かっては抵抗力として作用する一方，下方には駆動力として伝達・作用するものと考えられる．これま

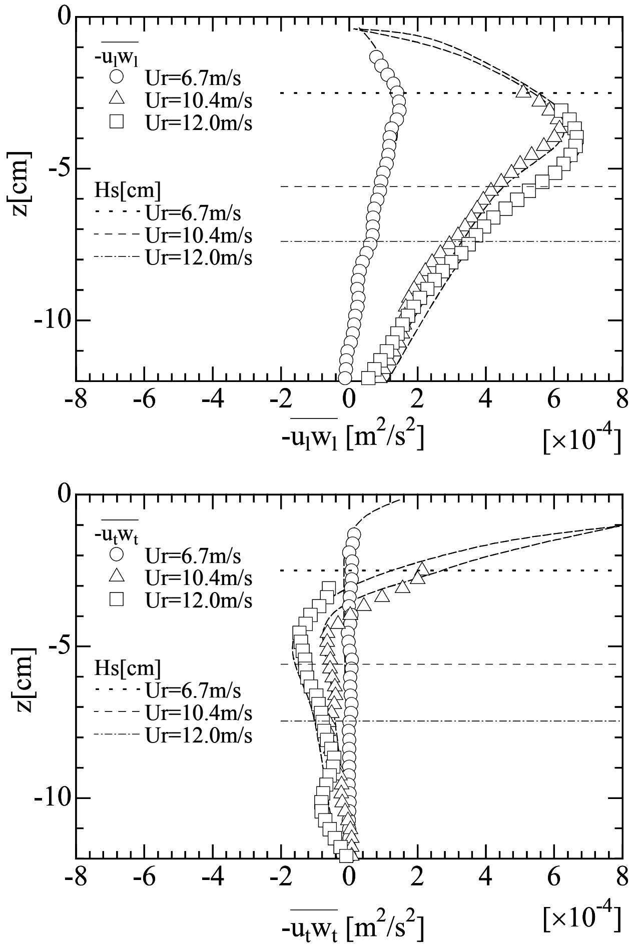


図-4.29　低周波レイノルズ応力および高周波レイノルズ応力の実測鉛直分布と外挿値

で，実測データに基いて強い輸送と乱流を伴うバースト層が形成されるとしてきたが，強風下の風波砕波を伴う吹送流を Rigid-lid によって扱う場合，砕波の影響を受けた平均水面上の乱流成分をバースト層に加えて扱うことが必要となる．

高周波乱流については，欠測があってもその区間を 0 として扱うことができるため，前述の流速スペクトルや E_h の鉛直分布の図から平均水面に向けて急増することは実測データによって裏付けられている．平均水面より上では砕波の直接作用の影響を受けて高周波乱流エネルギーはさらに増大していると推察されるが，計測データを欠いているため実態は不明である．このため，強風下の吹送流の Rigid-lid モデルに必要不可欠となる平均水面上の乱流成分を加えたバースト層モデルの構築においては，平均水面までの分布が既知となっている $\overline{u}$ を与える逆問題としてレイノルズ方程式を解き，バースト層乱流モデルを構築する必要がある．

このように強風下の吹送流のモデル化においては，砕波応力の取扱いが課題となる．浅海域を除けば，砕波応力 τ_b が風応力 τ_a を上回ることは無いため，これまでの扱いでは τ_b は τ_a に含められ，砕波応力と非対数則層の形成との関係など砕波応力の重要性は認められながらも，それを陽に扱われることは無かった．

4.5.4 渦動粘性係数の検討

Benilov(1991)や Mellor ら(2004)は，$k-\varepsilon$ モデルや Mellor−Yamada 乱流モデルの水面境界条件において従来の対数則に基づいた水面境界条件を改良し，非対数則層生成の原因となる砕波の評価を行っている．しかし，砕波を伴う強風下吹送流の計測の困難さから，水面直下の吹送流の鉛直分布や乱流構造が渦動粘性係数や渦拡散係数にどのように関わっているのかは未解明のままとなっている．そこで，$k-\varepsilon$ モデルに本章で得られた実測データを代入することにより乱流エネルギー，エネルギー散逸率および鉛直渦動粘性係数を求め，これらについての検討を行う．

強風下のベキ則に従う水平流速 $\overline{u}$ の鉛直分布は，モデル式(4.8)によって求めることができる．これを $k-\varepsilon$ モデルの乱流エネルギー k およびエネルギー散逸率 ε の輸送方程式にそれぞれ代入する．その際，ε の水面境界条件式として，乱流エネルギー生成と散逸が等しいと仮定した

$$\nu_t \left(\partial \overline{u} / \partial z\right)^2 = \varepsilon \tag{4.21}$$

に，式(4.8)および

$$\nu_t \left(\partial \overline{u} / \partial z\right) = u_*^{\,2} \tag{4.22}$$

を代入した次式を用いる．

$$\varepsilon = -u_*^{\,2} \alpha \beta \left(\gamma - z\right)^{\beta-1} \qquad \text{on} \quad z = 0 \tag{4.23}$$

この ε の水面境界条件式はベキ則に基づいて導かれており，水面での ε の値は従来の対数則のものに比べて非常に大きくなる．この傾向は，値自体は違うものの Benilov(1991)の境界条件式と同様である．そして，定常状態になるまで時間発展計算を行い，乱流エネルギー k，エネルギー散逸率 ε および渦動粘性係数 ν_t を求めた．

図-4.30 は乱流エネルギー k，**図-4.31** はエネルギー散逸率 ε，**図-4.32** は渦動粘性係数 ν_t の鉛直分布をそれぞれ示したものであり，Case1 は前述のベキ則の仮定の下で，Case2 は従来の対数則の仮定の下でそれぞれ前述の $k-\varepsilon$ 方程式から求めたものである．

図-4.30 から，Case1 の乱流エネルギーは水面下 1cm 付近で極大点を持ち，これより上で急減していることがわかる．これは，前述の**図-4.27** で示した砕波起源の強い乱れによって水面に向かって乱流エネルギーが増加する一方で，平均水面仮定の下では水面付近の大規模渦運動が抑えられることによるものである．これに対して壁法則に基づく Case2 では鉛直一様な分布となっている．このように砕波乱流の影響を取込んだ Case1 のエネルギー散逸率は，水面に向かって急激に増大することがわかる．もちろん，Case2 のエネルギー散逸率も水面に向かって増大しているが，Case1 に比べるとその増加は小さくなっている．さらに，渦動粘性係数についてみると，風速 6.7m/s では Case1 は Case2 に比べて値が小さくなっているが，風速 10.4m/s および 12.0m/s では水面直下において Case1 が卓越し，深くなるとともに Case2 の値が大きくなっている．このようにベキ則と対数則の下での渦動粘性係数の鉛直分布には違いが見られるが，強風下では対数

則よりベキ則を用いた方が良いのは，これまでに示した実験結果を見れば明らかである．

　また，渦動粘性係数からは，ベキ則に従う流速を計算できない．これは，流速がベキ則に従う原因となる砕波乱流が平均流起源ではなく，砕波による擾乱乱流であるために，平均流と関係付けたブジネスクの渦粘性仮定によって砕波乱流を表すことが難しいからである．そのため，モデル式(4.8)や次節で述べるバースト層モデルによってベキ則に従う流速を求め，それを k-ε モデルに与えることになる．そして，このようにして求められた渦動粘性係数は，プラントル数と組合わせるなどで強風下の水温や塩分の鉛直分布を特徴付ける渦拡散係数の算出を可能とする点で重要となる．

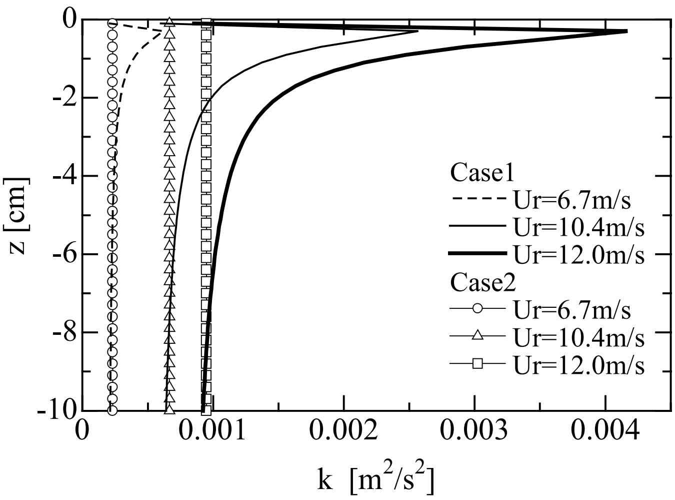


図-4.30　ベキ則に基づく乱流エネルギー k の鉛直分布(Case1)と対数則に基づく結果(Case2)との比較

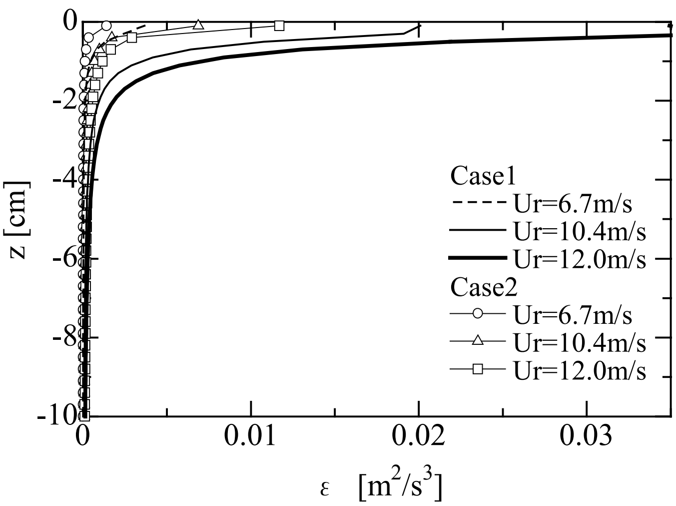


図-4.31　ベキ則に基づくエネルギー散逸率 ε の鉛直分布(Case1)と対数則に基づく結果(Case2)との比較

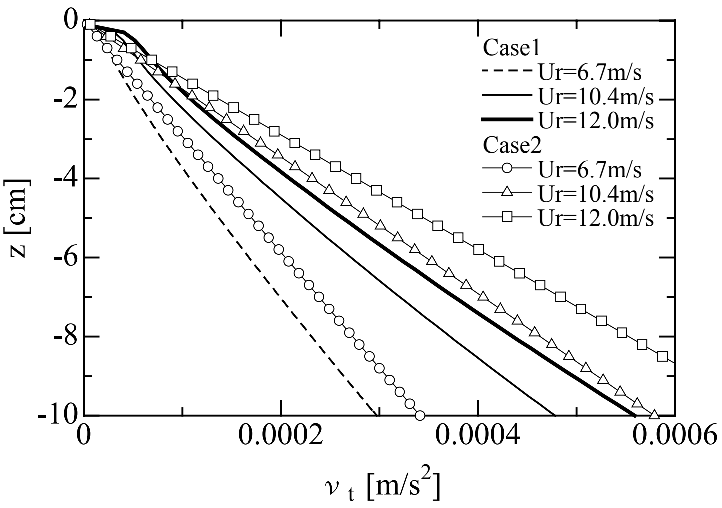


図-4.32　ベキ則に基づく渦動粘性係数ν_tの鉛直分布(Case1)と対数則に基づく結果(Case2)との比較

4.6　バースト層モデル

実験結果から，強風下では発達した風波によって水面が白波に覆われ，吹送流の全輸送量の 2～3 割を占めるバースト層(ベキ則層)が平均水面直下に生成されることが明らかとなった．そのため，強風下の海水流動の取扱いにおいては，実測データに基づいてバースト層生成の原因となる砕波応力を正しくモデル化する必要がある．しかし，発達した風波による水面変動のために，波谷面より上の速度場をオイラー的に連続計測することができず，平均水面と波谷面の間が欠測領域となり，モデル化の大きな障害となっている．そこで，波峰から波谷までに分布する乱流成分を水平方向のみならず鉛直方向にも平均化することによって，平均海面仮定の下で強風下吹送流を扱うことのできるバースト層モデルを開発する．

4.6.1　砕波応力項の定式化

実験結果を基にして，バースト層生成の原因となる砕波応力を定式化する．これまでの砕波応力のモデル化はk-εモデルやMellor-Yamada 乱流モデルの水面境界条件において砕波の効果を取込み，渦粘性係数に反映させるものであった(Benilov，1991；Mellor ら，2004)．しかし，砕波乱流は平均流起源ではなく，砕波による擾乱乱流であるために，平均流の速度勾配と関係付けたブジネスクの渦粘性仮定によって砕波乱流を表すことは難しい．

そこで，砕波を伴う吹送流の流速成分$\mathbf{u}$を平均流成分$\bar{\mathbf{u}}$からのカスケード成分(低周波乱流成分)$\mathbf{u}_l$と波動・砕波による乱流成分(高周波乱流成分)$\mathbf{u}_t$に分けて扱い，

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}_l + \mathbf{u}_t \tag{4.24}$$

とする．これを Navier–Stokes 方程式に代入してレイノルズ平均則を適用する．その際，異なる周波数帯の流速成分の相互相関は 0 と扱えるので(4.5.1 節を参照のこと)，x 方向のレイノルズ方程式は次式となる．

$$\frac{D\overline{u}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{p}}{\partial x} + \nu \nabla^2 \overline{u} - \left(\frac{\partial \overline{u_l u_l}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u_l v_l}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u_l w_l}}{\partial z} \right) - \left(\frac{\partial \overline{u_t u_t}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u_t v_t}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u_t w_t}}{\partial z} \right) \tag{4.25}$$

右辺第 3 項は，平均流起源のレイノルズ応力項であるので乱れを平均流の速度勾配と関連付けたブジネスクの渦粘性仮定を用い，例えば $-\overline{u_l w_l}$ については次式のように表示する．

$$-\overline{u_l w_l} = \nu_t \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \tag{4.26}$$

これに対して右辺第 4 項は，バースト層生成の原因となる波動・砕波起因の高周波レイノルズ応力項である．そして，バースト層は有義波高程度の極く薄い層であることから，$\partial / \partial x$, $\partial / \partial y \ll \partial / \partial z$ であり，その結果，$\partial\left(-\overline{u_t w_t}\right) / \partial z$ のみがバースト層生成に関係することになる．そこで，これを砕波応力項 D_b として次式のように定義する．

$$D_b = \frac{\partial\left(-\overline{u_t w_t}\right)}{\partial z} \tag{4.27}$$

以上より，式(4.25)は，

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{p}}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u}}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_t \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \right) + D_b \tag{4.28}$$

となる．これがベキ則に従う水平流速 $\overline{u}$ を記述できるバースト層モデルとなる．

次に，砕波応力項 D_b の定式化を行う．実験によって平均水面までの $-\overline{u_t w_t}$ の値を知ることができれば，これを式(4.27)に代入して砕波応力項 D_b を求めることができるが，平均水面までの $-\overline{u_t w_t}$ の値を得ることは前述したように不可能である．そこで，平均水面までの水平流速 $\overline{u}$ の鉛直分布を与える式(4.8)を用い，逆問題として D_b の定式化を行った．式(4.28)に対して，実験条件に合わせて定常平衡状態および水平変化率≪鉛直変化率の仮定を適用し，それに式(4.8)を代入することにより次式を得る．

$$D_b = -\frac{\partial}{\partial z}\left\{ -\nu_t \alpha \beta \left(\gamma - z\right)^{\beta - 1} \right\} + \psi \tag{4.29}$$

ここで，ψ はオーダ的に微小であるとして無視した項を総括したもので，以下では $\psi \approx 0$ として扱う．また，ν_t は渦動粘性係数であるが，これは前述の実験条件の仮定に則した混合距離理論を基に次式で与えることにした．

$$\nu_t = \kappa u_* (-z + z_0) \tag{4.30}$$

これを式(4.29)に代入することにより，砕波応力項 D_b は次式のように表示される．

$$D_b = -\kappa u_* \alpha \beta \left(\gamma - z\right)^{\beta - 1} \left\{ 1 + \left(-z + z_0\right)(\beta - 1)(\gamma - z)^{-1} \right\} \tag{4.31}$$

ここに，κ はカルマン定数(=0.4)，z_0 は粗度長である．

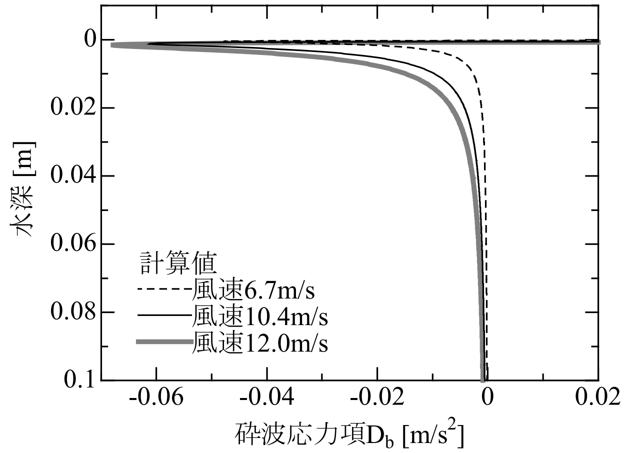


図-4.33　式(4.31)によって求めた砕波応力項 D_b の鉛直分布

図-4.33 は，このようにして求めた D_b の鉛直分布を示したものである．この図から，D_b は水面の極く近傍のみで正の値であり，それ以外は負の値となっていることがわかる．そして，このことから，砕波応力は極く表層では $\overline{u}$ に対して非常に強い駆動力となり，逆に極小点より下では速度差に対する抵抗力として作用することになる．また，風速が大きくなるほど D_b の鉛直分布は急峻なものとなっていることもわかる．

式(4.27)より D_b を鉛直積分したものが高周波レイノルズ応力であるので，式(4.31)を鉛直積分して求めた高周波レイノルズ応力と実験値を比較する．ここで，式(4.31)を鉛直積分すると次式となる．

$$\left(-\overline{u_t w_t}\right) = \kappa u_* (-z + z_0) \alpha\beta (\gamma - z)^{\beta-1} + C \tag{4.32}$$

C は積分定数であり，これは式(4.19)より得られる次式に

$$(-\overline{uw}) = \left(-\overline{u_l w_l}\right) + \left(-\overline{u_t w_t}\right) \tag{4.33}$$

全レイノルズ応力 $\left(-\overline{uw}\right) = u_*^{\,2}$，式(4.32)および式(4.26)を代入して

$$C = u_*^{\,2} \tag{4.34}$$

となる．ただし，式(4.26)の ν_t は式(4.30)，$\overline{u}$ は式(4.8)を用いた．**図-4.34** は，この方法で求めた高周波レイノルズ応力と実験値の比較を示したものである．風速 6.7m/s ではマイクロ砕波が発生するものの水面はさざ波状態の非砕波時とみなせるものであり，高周波レイノルズ応力の実験値は，鉛直一様にほぼ 0 となっている．そして，計算値は，水面の極く近傍で僅かながら極小点を持つものの実験値と良く一致している．これに対し，砕波時である風速 10.4m/s および 12.0m/s の実験値は，水深 0.04m 付近に極小点を持ち，それ以浅で急増していることがわかる．そして，底面からこの極小点までは，実験値と計算値の分布は良く一致している．しかし，それ以浅では，実験値と計算値に隔たりがあり，計算値の極小点は水面の極く近傍に位置し，その値も実験値に比べると非常に小さいものである．この理由の一つは，式(4.29)において $\psi \approx 0$ として扱ったことに起因しており，もう一つの理由は，計算値が平均海面仮定に基づいて求められた為であると考

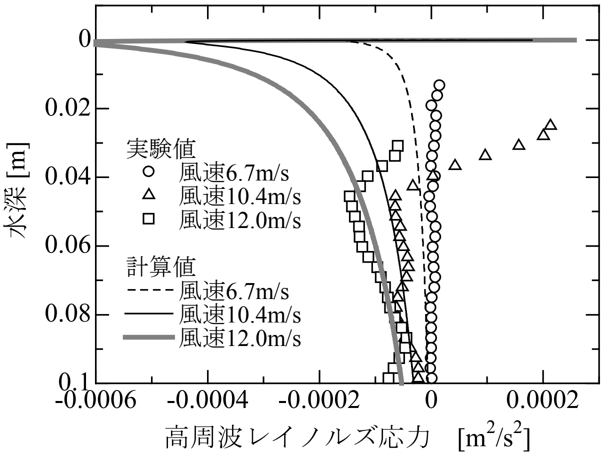


図-4.34　式(4.31)を鉛直積分することで求めた高周波レイノルズ応力の鉛直分布と実験値の比較

えられる．

波峰から波谷で発生する乱流についてはオイラー的連続計測が不可能であることから，実験値はそれ以深の乱流場の計測によって得られたものであり，その結果が**図-4.34** の実験値である．したがって，波谷面以深の実験値は実現象そのものを表していると考えて良い．これに対して，計算値は平均海面仮定の下でバースト層内のベキ則に従う水平流速を表すことを目的として得られたものであり，平均水面までの水平流速の鉛直分布を仮想的に与える式(4.8)に基づき，波峰から波谷までに分布する乱流成分を水平方向のみならず鉛直方向にも平均化して算出されたものである．このため，波谷面を含む水面付近では，実験値と計算値の算出条件が異なっており，それらの値に隔たりが生じるのは当然と言える．

こうしたことから，平均海面仮定を用いて数値計算を行う場合，仮に高周波レイノルズ応力の実験値を水面まで外挿し，それを式(4.27)に代入して D_b の値を求めても，バースト層内のベキ則に従う水平流速を表すことはできない．実際には，平均海面仮定に基づく式(4.31)によって求めた D_b の値を用いることによってベキ則に従う水平流速を表すことができるようになる．このことは，実際に数値計算を行う 4.7 節において実証する．

4.6.2　平均化砕波応力項の導入

図-4.33 に示されるように D_b は非常に急峻な分布であり，数値計算を行う際にはこの急峻な変化を表現できるように鉛直解像度を十分に高くする必要がある．そこで，実用上の観点から，低解像度の数値計算でも砕波応力の効果を水平流速に適切に反映させることができるように，次式の平均化砕波応力項 $\overline{D_b}$ を導入する．

$$\overline{D_b} = \kappa u_* \alpha\beta \left\{ \left(-z_2 + z_0\right)\left(\gamma - z_2\right)^{\beta-1} - \left(-z_1 + z_0\right)\left(\gamma - z_1\right)^{\beta-1} \right\} / \Delta z \tag{4.35}$$

これは，スタガード格子においてハーフレベルで定義される D_b を，その格子の下端 z_1 から上端 z_2

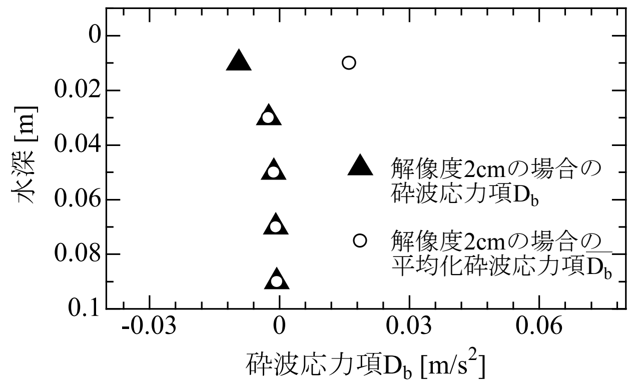


図-4.35　風速 10.4m/s における鉛直解像度 2cm の平均化砕波応力項 $\overline{D_b}$ と砕波応力項 D_b の比較

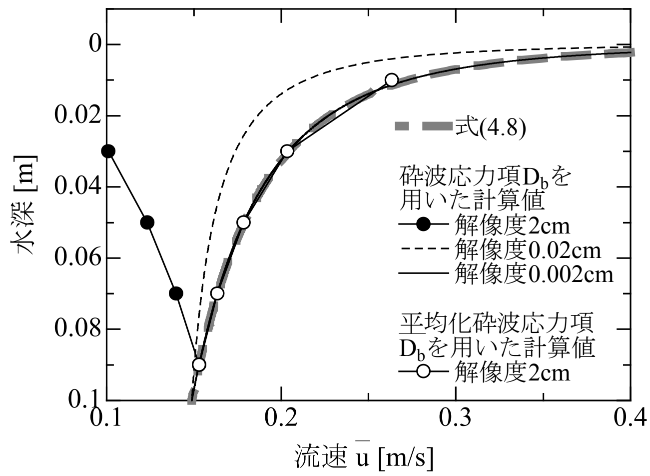


図-4.36　風速 10.4m/s において $\overline{D_b}$ と D_b をそれぞれ用いて計算した水平流速 $\overline{u}$ の比較

まで積分し，格子間隔 Δz で割ることで，D_b を格子間平均したものである．

図-4.35 は，風速 10.4m/s において，式(4.35)によって算出した鉛直解像度 2cm の平均化砕波応力項 $\overline{D_b}$ と式(4.31)によって算出した D_b を比較したものである．平均水面からの第 1 選点(平均水面下 1cm)において $\overline{D_b}$ の値は D_b の値を大きく上回っていることがわかる．これは，平均化によって選点より上層で急増する D_b が加わったためである．

図-4.36 は，風速 10.4m/s において次式のバースト層レイノルズ方程式

$$\frac{\partial \overline{u}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_t \frac{\partial \overline{u}}{\partial z}\right) + D_b \tag{4.36}$$

を有限差分法で離散化し，初期条件を静水状態として定常状態になるまで計算を行い，水平流速 $\overline{u}$ の鉛直分布を示したものである．その際，鉛直解像度を 2cm とした平均化砕波応力項 $\overline{D_b}$ を用いたものと鉛直解像度を 2cm, 0.02cm, 0.002cm としたこれまでの D_b を用いたものとを比較した．また，式(4.36)の定常状態の解析解は，式(4.8)となるため，これも比較のために図示した．この図から，鉛直解像度が 2cm の計算結果では，水面に向かって流速が減少し，式(4.8)と逆の分布となることがわかる．また，鉛直解像度が 0.02cm の計算結果でも式(4.8)の急峻な鉛直分布は現れていない．しかし，鉛直解像度が 0.002cm になると，計算結果は式(4.8)と良く一致するようになる．

このことから，砕波応力項 D_b を用いて適切に数値計算を行うためには，鉛直解像度を 0.002cm 程度にする必要があることがわかる．これらに対して，平均化砕波応力項 $\overline{D_b}$ を用いた数値計算では，鉛直解像度 2cm であっても式(4.8)と数値計算の値が良く一致しており，その有効性がよくわかる結果となっている．

4.7　実験結果の再現計算

実験結果の再現計算を行うために，数値風洞水槽を開発する．基礎方程式は，2 次元 Rigid−lid 仮定に基づいた次式の連続式および平均化砕波応力項を加えた N−S 式(バースト層レイノルズ方程式)とした．

$$\frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_j} = 0 \tag{4.37}$$

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i}\left(P + \frac{2}{3}k\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left\{(\nu + \nu_t)\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right)\right\} + \mathbf{g} + \overline{\mathbf{D_b}} \tag{4.38}$$

ここで，$\mathbf{g} = (0, -g)$ であり，$\overline{\mathbf{D_b}} = \left(\overline{D_b}, 0\right)$ である．式(4.38)中の渦動粘性係数 ν_t は，次式の $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いて求める．

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{4.39}$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j}\left\{\left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right\} \tag{4.40}$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = (C_{\varepsilon 1} P_k + C_{\varepsilon 2}\varepsilon)\frac{\varepsilon}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left\{\left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} + \nu\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right\} \tag{4.41}$$

ここで，P_k は乱流エネルギーの生成項であり，

$$P_k = \frac{\nu_t}{2}\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right)\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right) \tag{4.42}$$

と表される．また，実験定数に関しては，標準的な $C_\mu = 0.09$，$\sigma_k = 1.0$，$\sigma_\varepsilon = 1.3$，$C_{\varepsilon 1} = 1.44$，$C_{\varepsilon 2} = 1.92$ を用いることにした．ただし，σ_ε の値などは対数則の仮定の下で求められた実験定数であり，これらに関しては今後の課題である．

これら非圧縮性流体の数値計算では，連続式に時間微分項が存在せず，さらに運動方程式中に圧力の勾配項が存在するので，連続式を満足する速度場を求めると同時に圧力も計算する解析手法が必要となる．そのため，数値風洞水槽モデルの解析手法に対しては，連続式を満足する方向に速度と圧力を同時に反復修正することで大幅な計算時間の短縮が可能であり，直接ポアソン方

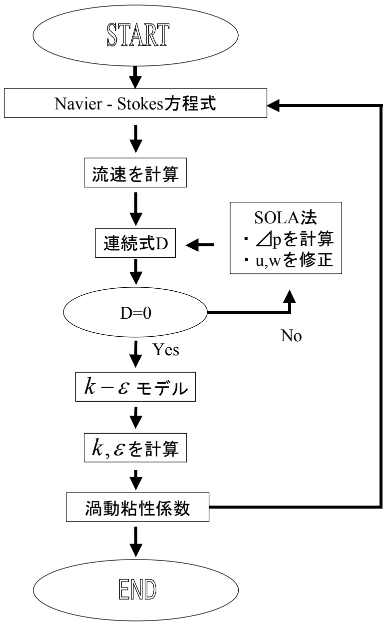


図-4.37　数値風洞水槽モデルの解析手法

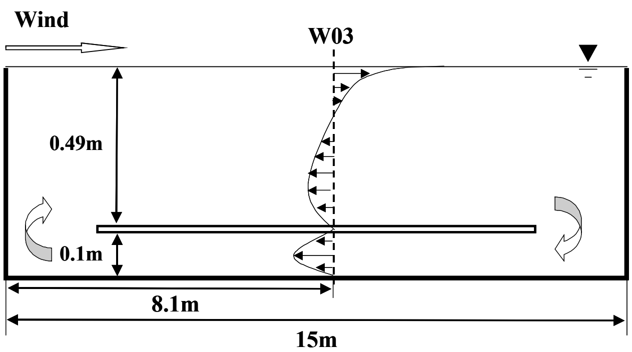


図-4.38　数値風洞水槽モデルの計算領域

表-4.8　数値風洞水槽モデルの計算条件

初期条件	静水状態
タイムステップ	$\Delta t = 0.001$ 秒
格子数	水平：50，鉛直：24
解像度	水平： $\Delta x = 0.3$ m ，鉛直： $\Delta z = 0.025$ m
境界条件	側面：摩擦無し，底面：壁法則

程式を解く必要がなく複雑な格子でも容易に計算することができる SOLA 法(HSMAC 法;highly simplified MAC method)を用いることにした．これらの数値計算の手順を図-4.37 に示す．

数値風洞水槽は，実験で用いた二重床風洞水槽に合わせて，計算領域を図-4.38 のように設定し，計算条件を表-4.8 とした．そして，初期条件を静水状態として定常状態になるまで計算を行い，実験の測点 W03 と同じ位置での水平流速 $\overline{u}$ を実験値と比較した．

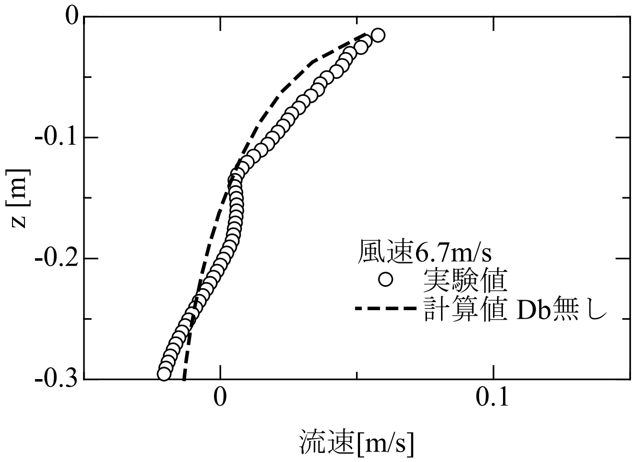


図-4.39　風速 6.7m/s における水平流速 $\overline{u}$ の計算値と実験値の鉛直分布の比較

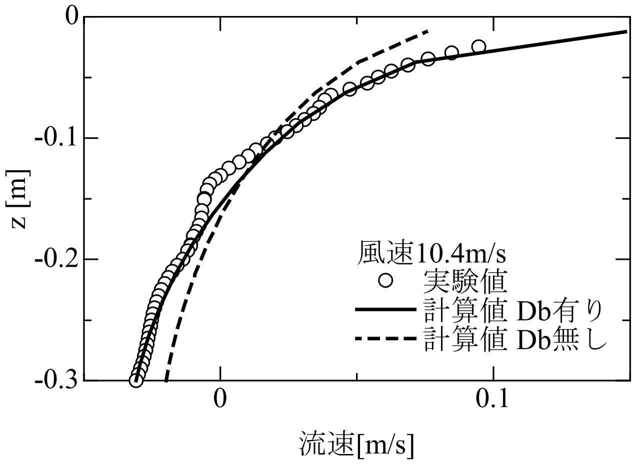


図-4.40　風速 10.4m/s における水平流速 $\overline{u}$ の計算値と実験値の鉛直分布の比較

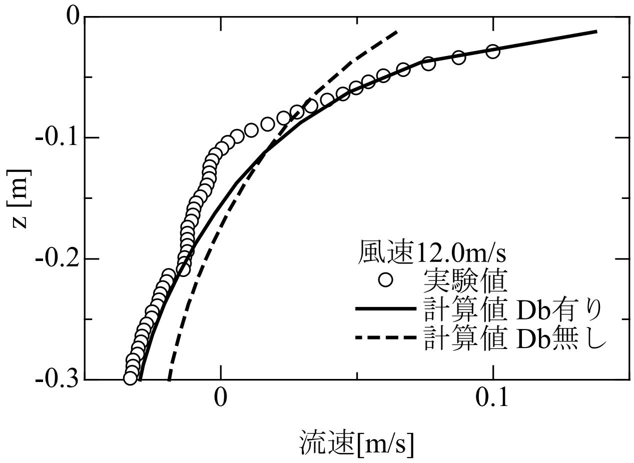


図-4.41　風速 12.0m/s における水平流速 $\overline{u}$ の計算値と実験値の鉛直分布の比較

図-4.39 は，非砕波時である風速 6.7m/s における水平流速 $\overline{u}$ の数値計算結果と実験値の鉛直分布を比較したものである．ただし，この場合は非砕波時であるので砕波応力項は用いていない．この図から，非砕波時であれば砕波応力項を用いない従来の計算方法であっても，実験結果を精度良く再現できることがわかる．このことから，本研究で開発した数値風洞水槽は妥当なものであると判断できる．

図-4.40 は，砕波時である風速 10.4m/s における水平流速 $\overline{u}$ の数値計算結果と実験値の鉛直分布を比較したものである．ここでは，比較のために砕波応力項を用いた場合(D_b 有り)と砕波応力項を用いない場合(D_b 無し)の計算結果を示している．これより，D_b 無しの従来の計算では，強風下吹送流の特徴である平均水面直下の急峻な鉛直分布を持つバースト層(水深 5.5cm 程度)を再現できないだけでなく，下層での分布に対しても再現が不十分なことがわかる．また，上層で過小評価，下層で過大評価となっていることもわかる．これに対して，D_b 有りの計算では，ベキ則に従う急峻な鉛直分布を持つバースト層のみならず，下層まで実測分布を適切に再現していることがわかる．これは，前述したように砕波応力が極く表層では非常に強い駆動力となり，逆にそれ以深では抵抗力として作用するためである．

図-4.41 は，砕波時である風速 12.0m/s における水平流速 $\overline{u}$ の数値計算結果と実験値の鉛直分布を比較したものである．この図からも，D_b 無しの従来の計算では，バースト層(水深 7.5cm 程度)内のベキ則に従う水平流速を表せず，下層でも流速が過大評価となることがわかる．そして，D_b を用いることでベキ則に従う急峻な水平流速を計算することができ，さらにはバースト層以深の流速の計算精度も改善されることが明らかとなった．以上の結果より，本研究で行った砕波応力項を含めたモデル化が適切であると判断できる．

4.8　実海域への適用

バースト層モデルは，平均海面仮定に基づいて開発されていることから，実海域スケールの計算にも適用可能である．しかしながら，バースト層モデルを用いて実海域での強風下の海水流動計算を行うには，バースト層モデルを海洋モデルに組込む必要がある．然るに，水面直下に生成されるバースト層は有義波高程度の薄い層であり，そこでの水平流速の鉛直分布はベキ則に従う非常に急峻なものとなるため，水面直下を常に高解像度に計算できる海洋モデルが必要となる．代表的な海洋モデル POM(プリンストン大学)では，σ 座標系を用いているため鉛直格子間隔が水深に連動して増減し，大水深の場所においてバースト層を適切に扱えない．そこで，水面直下の鉛直格子間隔が水深に依存しない多重 σ 座標を用いた沿岸海洋モデル CCM にバースト層モデルを組込み，強風時の風域場の計算のために気象モデル MM5 を，バースト層モデルに必要な波浪情報を与えるために波浪モデル SWAN をそれぞれ用い，これらを結合させた大気－海洋－波浪結合モデルを開発する．そして，北西風が卓越する冬季伊勢湾での吹送流および南太平洋上の台風 0416 号下での海水流動を計算し，精度検証を行う．

4.8.1　バースト層モデルの大気－海洋－波浪結合モデルへの組込み

多重σ座標系海洋モデル CCM にバースト層モデルを組込むと，その N-S 式は以下となる(領域Ⅱ以深も同様であるので省略する).

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+\omega_{\mathrm{I}}\frac{\partial u}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}-fv= -g\frac{\partial \zeta}{\partial x}-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P_a}{\partial x} -\frac{g}{\rho_0}\left\{\frac{\partial}{\partial x}\left(H_{\mathrm{I}}\int_0^{\sigma_{\mathrm{I}}}\rho' d\sigma_{\mathrm{I}}\right)+Q_{x\mathrm{I}}\frac{\partial}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}\left(\int_0^{\sigma_{\mathrm{I}}}\rho' d\sigma_{\mathrm{I}}\right)\right\} +\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_x\frac{\partial u}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_y\frac{\partial u}{\partial y}\right)+\frac{1}{H_{\mathrm{I}}^2}\frac{\partial}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}\left(\nu_z\frac{\partial u}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}\right)+\overline{D_b} \tag{4.43}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+\omega_{\mathrm{I}}\frac{\partial v}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}+fu= -g\frac{\partial \zeta}{\partial y}-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial P_a}{\partial y} -\frac{g}{\rho_0}\left\{\frac{\partial}{\partial y}\left(H_{\mathrm{I}}\int_0^{\sigma_{\mathrm{I}}}\rho' d\sigma_{\mathrm{I}}\right)+Q_{y\mathrm{I}}\frac{\partial}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}\left(\int_0^{\sigma_{\mathrm{I}}}\rho' d\sigma_{\mathrm{I}}\right)\right\} +\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_x\frac{\partial v}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_y\frac{\partial v}{\partial y}\right)+\frac{1}{H_{\mathrm{I}}^2}\frac{\partial}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}\left(\nu_z\frac{\partial v}{\partial \sigma_{\mathrm{I}}}\right)+\overline{D_b} \tag{4.44}$$

ただし，バースト層モデルの適用は海面が白波立つ場合(今回の計算では，風速を 6.7m/s 以上と仮定)であり，その範囲も有義波高相当の厚さと定義されるバースト層内に限定される．海面が白波立つ場合の条件や実験室と実海域スケールの相似則に課題を残すが，これらは現地観測やそのシミュレーションによる再現計算を重ねることで，解決していくべきものである．

気象場の計算に MM5，有義波高の計算に SWAN をそれぞれ用い，これらをバースト層モデルを組込んだ CCM と共に PC-Linux 上のシェルスクリプトで結合させて，大気－海洋－波浪結合モデルを開発した．その際に各モデル間で交換する相互作用変数を**図-4.42** に示す．これによって，強風下吹送流などの運動力学過程に加え，内湾の水温を支配する日射や台風のエネルギー源となる潜熱・顕熱などの熱力学過程も同時に扱うことができる．

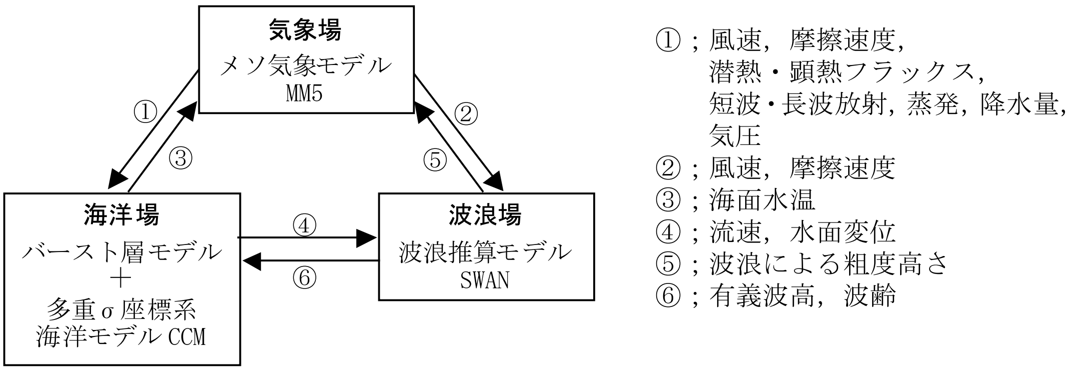


図-4.42　大気－海洋－波浪結合モデルにおいて海面相互作用として各モデル間で交換する変数

4.8.2　冬季伊勢湾に対する数値計算

(1)　計算条件

計算領域は伊勢湾とし，外洋水の進入を扱うために広く計算領域を設けた(図-4.43)．計算期間は，北西風が卓越する冬季で，かつ VHF レーダ観測データが取得された 2002 年 2 月 17～26 日とした．計算条件は表-4.9 とし，バースト層モデルを組込んだケース(Case1)と組込まないケース(Case2)をそれぞれ計算して比較した．

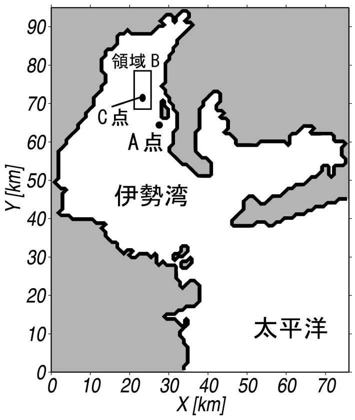


図-4.43　伊勢湾に対する計算領域

表-4.9　伊勢湾に対する計算の計算条件

気象モデル MM5	水平格子数	47×50（東西×南北）
	水平解像度	3km×3km
	鉛直層数	20 層
	タイムステップ	9 秒
	大気境界層スキーム	Eta scheme
	雲物理過程	Mixed-Phase scheme
	放射過程	Cloud-radiation scheme
	地表面過程	5-layer soil scheme
	標高･土地利用	• 標高データ：国土数値情報(解像度 50m) • 土地利用データ：国土数値情報(解像度 100m)
	初期値・境界値	気象庁メソ客観解析値(6 時間間隔，10km 格子，20 層)
海洋モデル CCM	水平格子数	76×95（東西×南北）
	水平解像度	1km×1km
	タイムステップ	10 秒
	多重σ座標の適用領域数	5
	各領域の層数	領域Ⅰ：7，領域Ⅱ：5，領域Ⅲ：5，領域Ⅳ：5，領域Ⅴ：5
	境界面水深 S	S_{I} =3m，S_{II} =14m，S_{III} =26 m，S_{IV} =69m
	初期値・境界値	• 日本周辺潮汐モデル NAO99Jb(Matsumoto ら，2000) • 水温と塩分の観測値(愛知県企業庁 中部国際空港株式会社) • 水温と塩分の気候値(Sekine・Mizutani，1993) • 主要 10 河川の流量データ(国土交通省中部地方整備局)
波浪モデル SWAN	水平格子数	76×95（東西×南北）
	水平解像度	1km×1km
	タイムステップ	5 分
結合モデル	交換時間間隔	10 分

(2)　計算結果

図-4.44 は，**図-4.43** の A 点における海面上 10m の風速の観測値と計算値の比較を示したものである．これから，両ケース共に，観測値を良く表していることがわかる．また，Case1 と Case2 の風速は，ほとんど一致しているが，これは Case1 においてバースト層モデルを適用する強風日が 18，19 日の 2 日間と比較的短く，気象場に影響を与えるほど Case1 と Case2 の海面水温に差が生じなかったためである．

図-4.45 は, **図-4.43** の A 点における海面下 2m の流速の観測値と計算値の比較を示したものである．ここでは，強風日の 18，19 日のものを示した．この図より，バースト層モデルを組込まない Case2 では，流速の過大評価傾向が顕著であり，計算精度が悪いことがよくわかる．**図-4.44** で示したように風速が精度良く計算されているにも関わらず，流速の計算精度が悪いというこの事実は，通常の海洋モデルでは強風下吹送流を適切に扱えないことを示すものである．これに対して，Case1 では Case2 の過大評価が改善されていることがわかる．このことは，**図-4.45** の BIAS(平均流速のずれ)と RMSE(二乗平均誤差の平方根)を示した**表-4.10** の比較からも明らかであり，Case2 に比べて Case1 では BIAS が大きく改善されていることがわかる．これは，バース

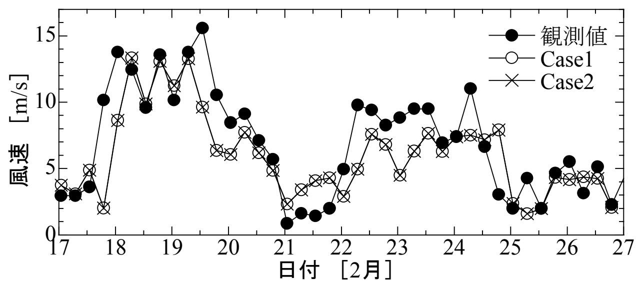


図-4.44　A 点(**図-4.43**)における海面上 10m の風速の観測値と計算値の比較

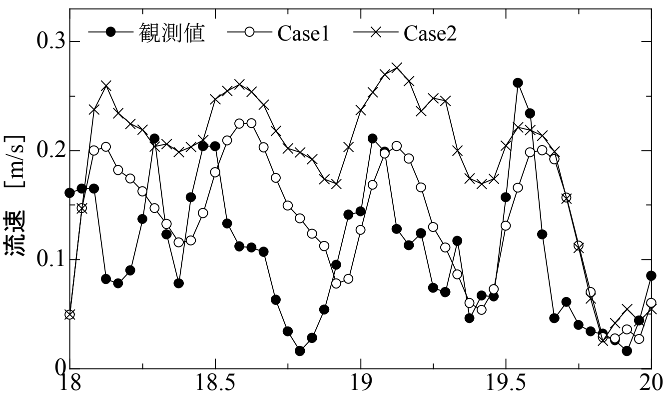


図-4.45　A 点(**図-4.43**)における海面下 2m の流速の観測値と計算値の比較

表-4.10　計算結果の観測結果に対する平均値のずれ(BIAS)と二乗平均誤差の平方根(RMSE)の比較

	Case1	Case2
BIAS(m/s)	0.03	0.08
RMSE(m/s)	0.07	0.11

ト層モデルが水平流速に対して極く表層で駆動力，それ以深で抵抗力として作用するためであり，バースト層モデルによって水面下 2m の流速に対して通常の海洋モデルにおける過大評価が改善されたと考えられる．

図-4.46 は，前出の**図-4.43** の領域 B において計算期間中最も風の強かった 18 日に VHF レーダによって観測された日平均流速ベクトルと計算値を比較したものである．なお，VHF レーダは，極く表層の流れ場を観測するため(坂井ら，2002)，計算値も最上層の流速を用いて比較した．この図より，Case1 は Case2 に比べて，流向の計算精度が改善されていることがわかる．特に図中の下部付近での流向の精度改善が著しい．また，図中の中央部から上部にかけて，Case2 では流速が過小評価傾向となっているが，Case1 ではこれが改善されている．

図-4.47 は，前出の**図-4.43** の C 点において観測された水温と塩分のデータから密度を求め，それに対する全計算期間の両ケースの BIAS および RMSE を示したものである．この図から，Case1

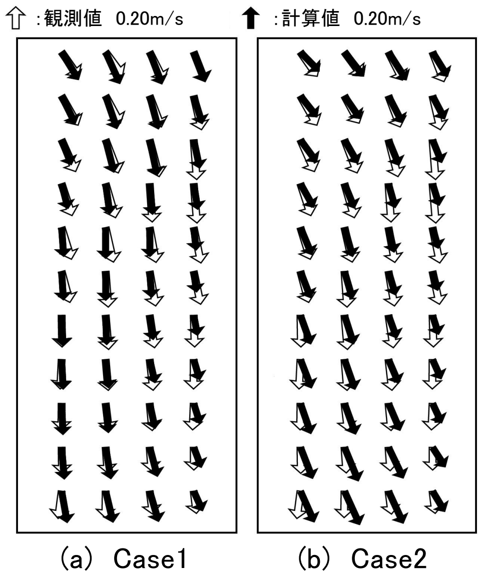


図-4.46 領域 B(**図-4.43**)における 2 月 18 日の日平均流速ベクトルの観測値と計算値の比較；白のベクトルが観測値，黒のベクトルが計算値.

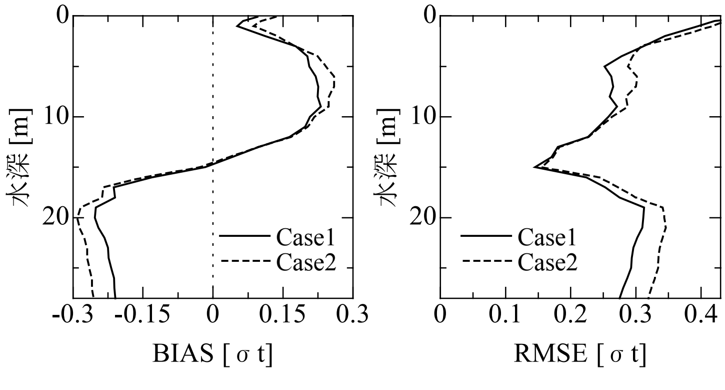


図-4.47 C 点(**図-4.43**)において観測された密度に対する全計算期間の計算値の BIAS および RMSE.

は Case2 に比べて BIAS および RMSE 共に計算精度が良いことがわかるが，特に上層より下層で計算精度が改善している．冬季の伊勢湾では卓越した北西風のために表層で湾内から外洋へ内湾水が流出し，下層で外洋からの海水が進入して密度分布を支配する構造になっている点に着目すれば，下層での密度分布の精度改善は常に強風が吹く外洋の海水流動をバースト層モデルによって適切に扱うことができるようになったことに起因していると言ってよい．今回の計算期間は 10 日間と短かったため，その改善の程度は小さいものであったが，長期間の計算を行う場合には改善効果は遙かに大きくなり，バースト層モデルの有用性がより明瞭になると考えられる．

4.8.3　南太平洋上の台風 0416 号に対する数値計算

(1)　計算条件

計算領域は，**図-4.48** に示すように東経 126 度～144 度，北緯 20 度～36 度とし，台風 0416 号の進路(**図-4.48** の実線)およびその影響の及ぶ範囲を広く覆うように設定した．計算期間は，2004 年 8 月 27 日 12 時～29 日 12 時とし，計算条件は**表-4.11** とした．気象モデルの初期場については，初期場作成に用いたデータが粗く台風の内部構造を正確には反映していないものと考えられる．そこで台風ボーガスを用い，典型的な台風の構造に観測された緯度･経度を組み込むことで初期値の修正を行った．バースト層を高解像度で解くために，CCM において多重 σ 座標の水面直下の領域を 4m と狭く設けた．この多重 σ 座標は，水深 5,000m の深海域から水深数 m の内海・内湾までの海底地形を正確に表した上で水面直下を高精度に解くことができる(**図-4.49**)．これは，バースト層モデルを組込んだ計算を行う際に本質的に重要となる．また，今回の計算期間は 2 日間と比較的短いことから，深海の流れや密度分布が計算全体に与える影響は少ないと判断して，水深 200m 以深の格子間隔を粗く設定した．そして，バースト層モデルを組込んだケース(Case1)と組込まないケース(Case2)をそれぞれ計算して比較した．

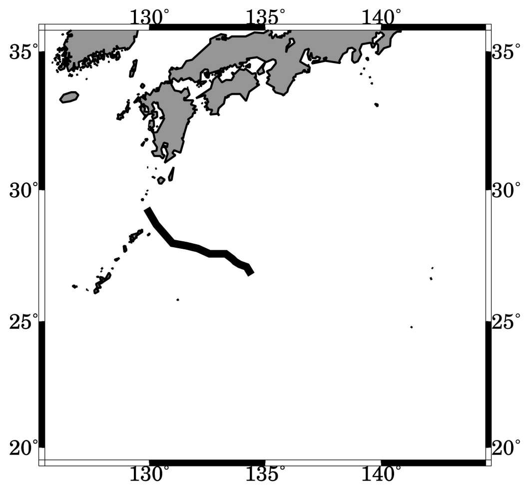


図-4.48　台風 0416 号に対する計算領域；黒の実線は計算期間中の台風の進路(気象庁ベストトラック)．

表-4.11　台風 0416 号対する計算条件

気象モデル MM5	水平格子数	200×200（東西×南北）
	水平解像度	10km×10km
	鉛直層数	24 層
	タイムステップ	30 秒
	大気境界層スキーム	Eta scheme
	雲物理過程	Reisner graupel scheme
	放射過程	Cloud-radiation scheme
	地表面過程	5-layer soil scheme
	標高･土地利用	USGS 5min
	初期値・境界値	• NCEP 全球客観解析データ • 台風ボーガス
海洋モデル CCM	水平格子数	130×130（東西×南北）
	水平解像度	14km×14km
	タイムステップ	30 秒
	多重σ座標の適用領域数	6
	各領域の層数	領域Ⅰ：6，領域Ⅱ：5，領域Ⅲ：5，領域Ⅳ：4，領域Ⅴ：4，領域Ⅵ：4
	境界面水深 S	S_{I} =4m，S_{II} =50m，S_{III} =100m，S_{IV} =200m，S_{V} =1000m
	初期値・境界値	• グローバル海洋潮汐モデル NAO(Matsumoto ら，2000) • JCOPE 海洋領域客観解析データ(10km×10km)
波浪モデル SWAN	水平格子数	130×130（東西×南北）
	水平解像度	14km×14km
	タイムステップ	150 秒
結合モデル	交換時間間隔	10 分

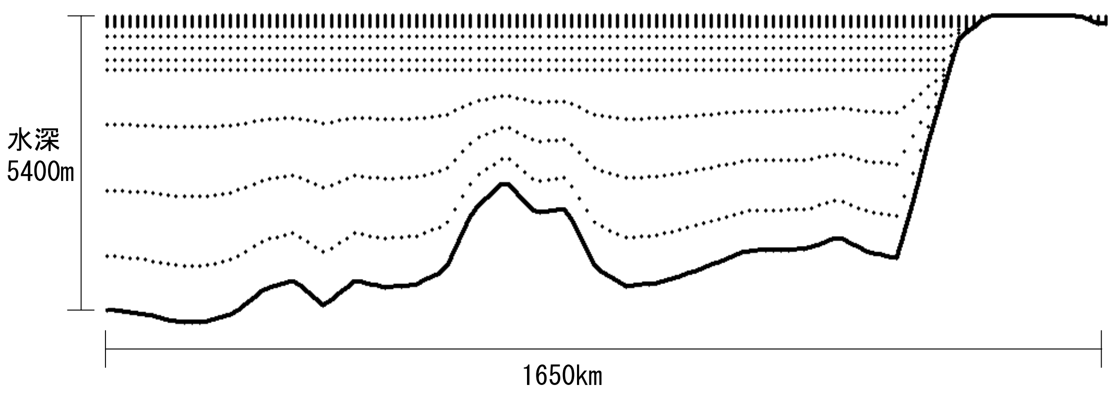
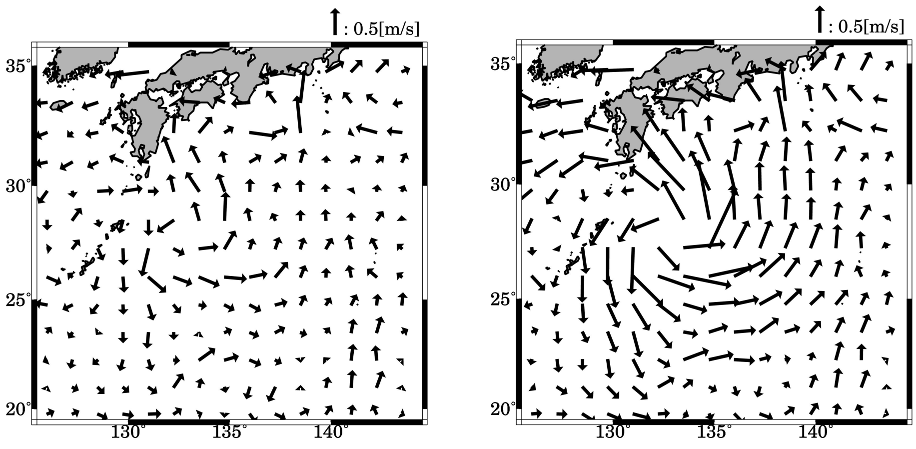


図-4.49　前出の図-4.48 の東経 135 度における南北断面の多重σ座標の選点；黒点・が選点を示す

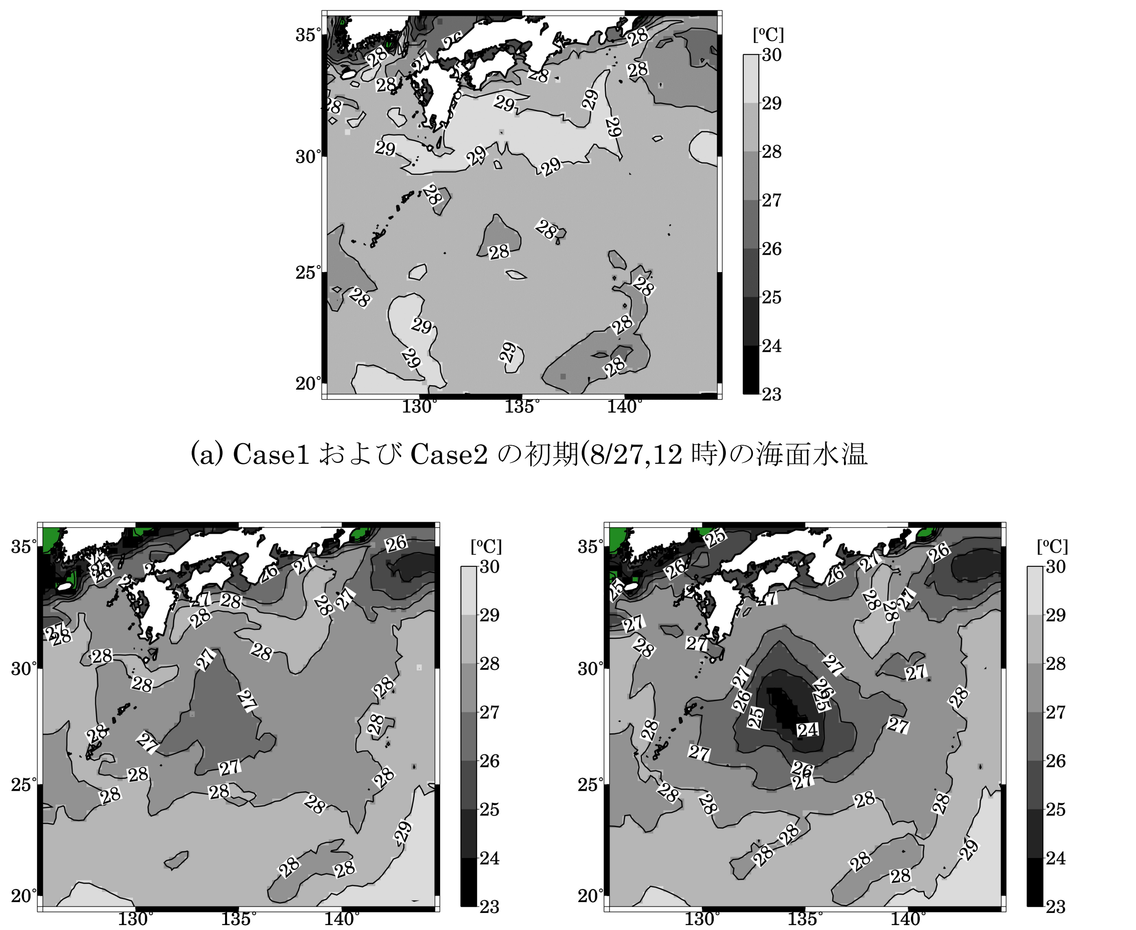
(2)　計算結果

図-4.50 は，計算期間中の最上層の選点における平均流速の比較を示したものである．これより，バースト層モデルを組込まない Case2 では，台風を中心として広い範囲で発散の流速分布が見られ，そこでの流速は 0.5m/s～1m/s と大きなものとなっている．これに対してバースト層モデルを組込んだ Case1 では，台風の進路付近のみに強い流速が見られ，発散の流速分布も台風の進路付近に限定されている．



(a) Case1　　(b) Case2

図-4.50　計算期間(8/27,12 時～8/29,12 時)中の最上層の選点における平均流速分布



(a) Case1 および Case2 の初期(8/27,12 時)の海面水温

(b) Case1 の計算終了時(8/29,12 時)の海面水温　　(c) Case2 の計算終了時(8/29,12 時)の海面水温

図-4.51　初期(8/27,12 時)および計算終了時(8/29,12 時)における海面水温分布；コンターは水温で 1℃間隔.

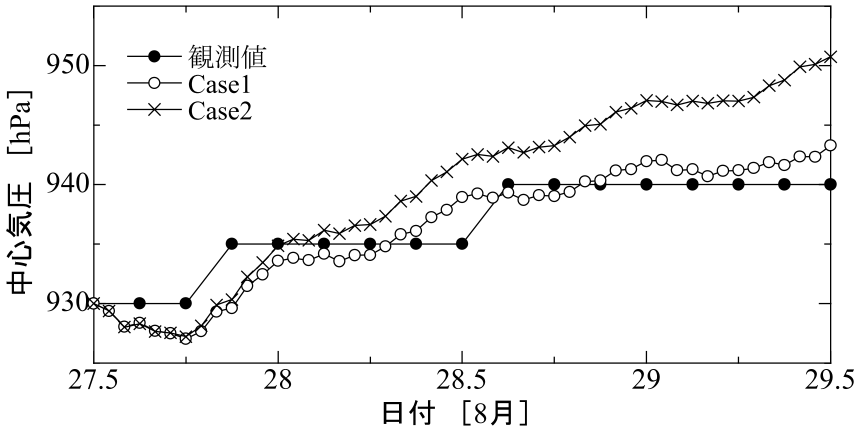
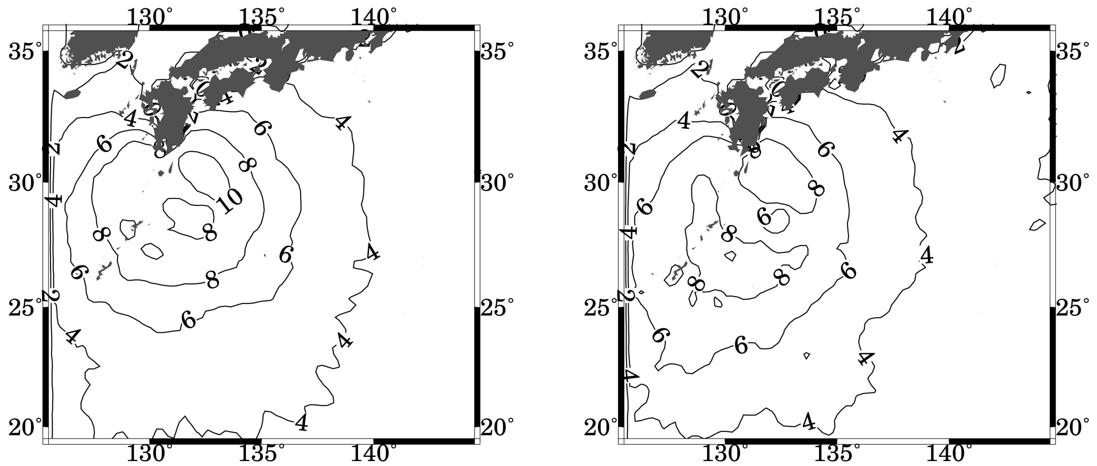


図-4.52 台風 0416 号における中心気圧の観測値(気象庁ベストトラック)と計算値の比較



(a) Case1　　(b) Case2

図-4.53 計算終了時(8/29,12 時)における有義波高分布；コンターは有義波高で 2m 間隔.

図-4.51 は，初期(8/27,12 時)および計算終了時(8/29,12 時)における海面水温を示したものである．これから，Case1 では，計算期間の 2 日間で台風の進路付近の海面水温が約 2℃低下したことがわかる．これに対して，Case2 では広い範囲で海面水温が低下しており，特に台風の進路付近では約 5℃の低下となっている．この海面水温の低下は，強風による海水の強い鉛直混合やエクマン湧昇によって海中の低温水が上昇し表層水と混合した結果である．このため，台風を中心として広い範囲で大きな流速が見られる Case2 では,海面水温も広い範囲で大きく低下している．これに対して Case1 では，台風直下に限定して大きな流速を持ち，海面水温が低下した範囲や度合も Case2 より小さくなっている．

図-4.52 は，台風の中心気圧の観測値(気象庁ベストトラック)と計算値の比較を示したものである．これから，Case2 では計算期間の 2 日間で 20hPa 気圧が上昇し，観測値に比べて台風が過大に衰弱していることがわかる．これは，台風への熱エネルギー流入が過小であったためだと考えられ，このことから前述の Case2 の海面水温の低下および，それを支配する流速が過大なもので

あることが示唆された．これに対し，Case1 では観測値と同じように 10hPa の緩やかな気圧上昇となっており，中心気圧の再現性が良いことがわかり，前述の海面水温および流速がより現実的なものであると考えられる．

図-4.53 は，計算終了時における有義波高分布を示したものである．この図から，両ケースとも台風直下で有義波高が大きくなっているが，Case2 の最大有義波高は 8m である一方で，Case1 では最大 10m となっており，両ケース間で大きな差があることがわかる．これは，前述の図-4.52 に示したように台風強度がバースト層モデルの有無によって変わるためであり，台風強度の強い Case1 は Case2 に比べて有義波高も大きくなっている．

以上より，バースト層モデルを組込むことで強風下吹送流の流速，流向，密度分布の計算精度が改善されただけでなく，気象場や波浪場の計算結果にも影響を及ぼすことが明らかとなった．

今回の計算では，相似則については無視し，実験データに基づく回帰式をそのまま実海域に適用するなどの課題を残すが，バースト層が強風下の海水流動計算に与える影響は大きく，これをモデル化したバースト層モデルは，強風下吹送流に起因する災害の予測や対策に有用となる可能性を示すことができた．

4.9　結語

本章では，強風下吹送流の海面境界過程の解明とそのモデル化のために二重床風洞水槽を用いた水理実験を行い，これを基にしてバースト層生成の原因となる砕波応力をモデル化し，バースト層モデルを開発した．そして，大気－海洋－波浪結合モデルの海洋モデル CCM にバースト層モデルを組込み，冬季伊勢湾での吹送流および南太平洋上の台風 0416 号下での海水流動計算を行い，その効果について検討した．以下にその主要な結果を示す．

1. 大気海洋結合モデルに Mellor–Yamada Level2.5 乱流クロージャーモデルとリチャードソン数に依存した関数型乱流モデルを組込み，冬季の伊勢湾において，海面境界層から下層までの計算精度について比較・検討した．その結果，乱流モデルの違いが局所的な鉛直混合のみならず，内湾全体の流れ場および温度場の計算結果に非常に大きな影響を及ぼすことが明らかとなった．また，強風時においては両乱流モデル共に流速の過大評価が顕著になるなど計算精度が著しく悪化し，強風下の海水流動を正しく扱うためには既存の乱流モデルでは不十分であることも同時に明らかとなった．

2. 吹送流の全流量が計測可能となる二重床風洞水槽を用いて吹送流の全流量を求め，水平流速の鉛直分布の積分値がそれに一致するように，ベキ則で回帰させて平均水面までの平均流速の鉛直分布のモデル式を算出した．

3. 強風時の水面直下にバースト層が生成され，それが砕波に起因し，強風時の輸送に大きな

影響を及ぼすことが明らかとなった.

4. 平均流からのカスケードと波動運動・砕波という異なる発生起源の乱流成分を区別して考えるために，水平水粒子速度 u を平均流成分 u_c，低周波乱流成分 u_l，波動成分 u_w および高周波乱流成分 u_h の和として定義した．そして，これらそれぞれの成分はレイノルズ平均則を満たし，互いに独立な成分として扱えることを明らかにした.

5. 水面直下で高周波乱流成分の水粒子速度の二乗平均 $\overline{u_h^2}$ が低周波乱流成分の水粒子速度の二乗平均 $\overline{u_l^2}$ を大きく上回ることから, 前者を生成させる駆動力が風応力に起因する砕波や気流のはく離にあることを示唆した.

6. 低周波乱流エネルギー E_l は鉛直方向に極大値を持ち，それを超えた後は水面に向かって減少するのに対し，高周波乱流エネルギー E_h は水面に向かって単調に増加し，水面直下で急増して $E_h \gg E_l$ となることを明らかにした.

7. 低周波乱流成分のレイノルズ応力 $-\overline{u_l w_l}$ は水面付近に極大点を持ち，これを境に水面に向かって抵抗力，底面に向かって駆動力として作用し，逆に波動および高周波乱流成分のレイノルズ応力 $-\overline{u_t w_t}$ は水面付近に極小点を持ち，これを境に水面に向かって駆動力，底面に向かって抵抗力として作用することが明らかとなった.

8. 水面直下では $-\overline{u_t w_t}$ によって水塊が駆動され，ベキ則に従う吹送流が生成されるとともに，$-\overline{u_l w_l}$ の極大点より下方では $-\overline{u_l w_l}$ によって対数則に従う吹送流が生成されことを示唆した.

9. 高周波乱流エネルギー E_h の急増点，低周波乱流エネルギー E_l の極大点，低周波乱流成分のレイノルズ応力 $-\overline{u_l w_l}$ の極大点および波動・高周波乱流成分の Reynolds 応力 $-\overline{u_t w_t}$ の極小点はいずれも有義波高相当深度 $z=-H_s$ よりも上方($z>-H_s$)に分布していることから, これらの乱流諸量の $z=-H_s$ ～0 の範囲での急激な変化によってバースト層が形成されることを示唆した.

10. 平均海面仮定において，平均水面直下の乱流構造は，平均流 $\overline{u}$ をエネルギー源とするせん断乱流，気流の突入や砕波等に起因する乱流および平均操作によって加わった平均水面上の砕波乱流から成る複合系であることを示した．その上で，平均海面仮定に基づくバースト層モデルの構築においては，平均水面までの鉛直分布が既知となっている $\overline{u}$ を与える逆問題として，モデルを構築する必要があることを示した.

11. 平均水面までの水平流速の鉛直分布をターゲットにしてバースト層生成の原因となる砕波応力をモデル化し，平均海面仮定に基づくバースト層モデルを開発した.

12. スタガード格子を用いたバースト層モデルの数値計算のために平均化砕波応力項を提案し，1 次元数値計算によってその有用性を示した.

13. バースト層モデルを用いた SOLA 法によって，二重床風洞水槽の再現計算を行った．その結果，従来の数値計算ではバースト層の特徴である急峻な流速の鉛直分布が再現できなかったのに対し，バースト層モデルではこれが再現でき，モデル化が適切であることが示された．

14. 大気－海洋－波浪結合モデルの海洋モデル CCM にバースト層モデルを組込み，北西風が卓越する冬季伊勢湾での吹送流および南太平洋上の台風 0416 号下での海水流動計算を行った．その結果，バースト層モデルを組込むことで強風下吹送流の流速，流向および密度分布の計算精度が改善されるだけでなく，その影響は気象場や波浪場にも及ぶことを明らかにした．

参考文献

大澤輝夫・深尾一仁・安田孝志（2002）：伊勢湾地域における高解像度気象場の再現計算とその精度検証，海岸工学論文集，第 49 巻，pp.181−185.

小笠原敏記・久保田踊児・安田孝志（2003）：白波砕波を伴う強風時吹送流の平均水面直下の鉛直分布とそのモデル，海岸工学論文集，第 50 巻，pp.351−355.

小笠原敏記，久保田踊児，安田孝志（2004）：ベキ則に従う強風下吹送流の生成とバースト層の役割，海岸工学論文集，第 51 巻，pp.76−80.

坂井伸一・平口博丸・松山昌史・坪野考樹・森　信人・杉山陽一・藤井智史・佐藤健治・松岡建志（2002）：短時間観測が可能なデジタルビームフォーミング方式による沿岸海洋レーダの開発，海岸工学論文集，第 49 巻，pp.1511−1515.

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.19−28.

Benilov, A. (1991)：Turbulent boundary layers in the ocean and atmosphere in interaction, Stevens institute of technology, Hoboken, NJ.

Matsumoto, K., T. Takanezawa and M. Ooe (2000)：Ocean tide models developed by assimilating TOPEX/POSEIDON altimeter data into hydrodynamical model: A global model and a regional around Japan, J. Oceanography, 56, pp.567−581.

Mellor, G. L. and T. Yamada (1982)：Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, Rev. Geophys. Space Phys., Vol.20, No.4, pp.851−875.

Mellor, G. L. and A. F. Blumberg (2004) : Wave Breaking and Ocean Surface Layer Thermal Response, J. Phys. Oceanogr., Vol.34, No.3, pp.693–698.

Munk, W. H. and E. R. Anderson (1948) : Notes on a theory of the thermocline, J.Marine Res., Vol.7, pp.276–295.

Sekine, Y. and H. Mizutani (1993) : Seasonal variations in vertical distribution of temperature, salinity and density in–and off Ise Bay, Bull. Fac. Bioresources, Mie Univ., No.10, pp.147–164.

Webb, E. K. (1970) : Profile–relationships, the log–linear range and extension to strong stability, Quart. J. R. Met. Sci., Vol.96, pp.67–90.

Wu, J. (1980) : Wind–stress coefficients over sea surface near neutral condiions, J. Phys. Oceanogr., Vol.10, pp.727–740.

第５章

沿岸域海水流動シミュレーション

5.1　概説

本章では，沿岸域の海水流動計算において重要となる外洋との海水交換，気象場からの影響および強風下吹送流の海面境界過程を適切に評価するために**第 2 章**～**第 4 章**で開発したモデルを統合し，伊勢湾を計算対象として海水流動シミュレーションを行う．計算期間は，成層の発達過程が含まれる春季，成層期の夏季，成層の破壊過程が含まれる秋季および強風・非成層期の冬季の４シーズンとし，多様な条件下においても沿岸域海水流動が精度良く計算できることを実証する．

5.2　計算方法

外洋との海水交換を適切に扱うために開発した多重σ座標系沿岸海洋モデル CCM に，強風下吹送流の海面境界過程をモデル化したバースト層モデルを組込み，これを大気，海洋，波浪場を１つの系として一体的に扱うことのできる大気－海洋－波浪結合モデルの海洋モデルに用いて計算を行った(**図-5.1**).

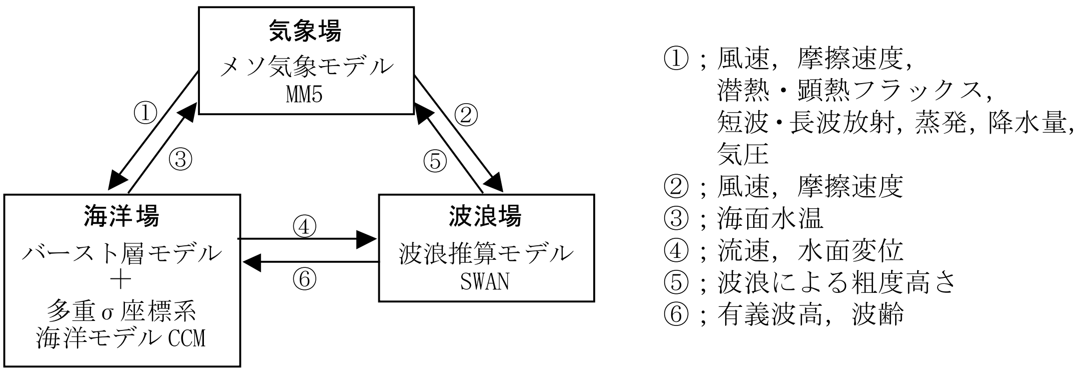


図-5.1　沿岸域海水流動シミュレーション

計算領域は**図-5.2** に示す伊勢湾とし，外洋水の進入を扱うために広く計算領域を設けた．計算期間は以下の 4 シーズン，計算条件は**表-5.1** として計算を行い観測値と比較した．

春季：2001 年 4 月 1 日～4 月 30 日　　　夏季：2001 年 7 月 1 0 日～8 月 10 日

秋季：2001 年 9 月 1 日～9 月 30 日　　　冬季：2002 年 2 月 1 日～28 日

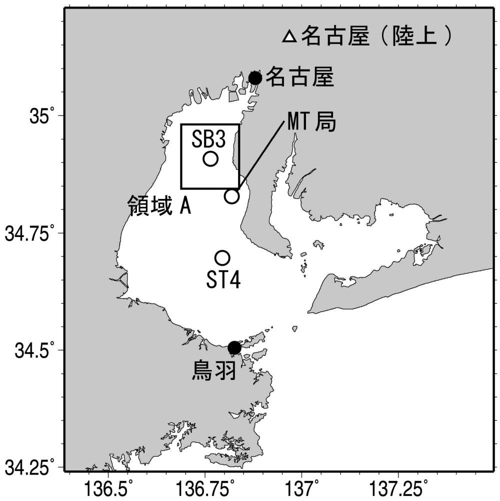


図-5.2　計算領域と観測点

表-5.1　伊勢湾に対する計算の計算条件

気象モデル MM5	水平格子数	47×50（東西×南北）
	水平解像度	3km×3km
	鉛直層数	20 層
	タイムステップ	9 秒
	大気境界層スキーム	Eta scheme
	雲物理過程	Mixed-Phase scheme
	放射過程	Cloud-radiation scheme
	地表面過程	5-layer soil scheme
	標高･土地利用	• 標高データ：国土数値情報(解像度 50m) • 土地利用データ：国土数値情報(解像度 100m)
	初期値・境界値	気象庁メソ客観解析値(6 時間間隔，10km 格子，20 層)
海洋モデル CCM	水平格子数	76×95（東西×南北）
	水平解像度	1km×1km
	タイムステップ	10 秒
	多重 σ 座標の適用領域数	5
	各領域の層数	領域Ⅰ：7，領域Ⅱ：5，領域Ⅲ：5，領域Ⅳ：5，領域Ⅴ：5
	境界面水深 S	S_{I}=3m，S_{II}=14m，S_{III}=26m，S_{IV}=69m
	初期値・境界値	• 日本周辺潮汐モデル NAO99Jb(Matsumoto ら，2000) • 水温と塩分の観測値(愛知県企業庁 中部国際空港株式会社) • 水温と塩分の気候値(Sekine・Mizutani，1993) • 主要 10 河川の流量データ(国土交通省中部地方整備局)
波浪モデル SWAN	水平格子数	76×95（東西×南北）
	水平解像度	1km×1km
	タイムステップ	5 分
結合モデル	交換時間間隔	10 分

5.3　計算結果

(1)　気象場

図-5.3～図-5.6 は，各シーズンの MT 局(図-5.2)における海面上 10m の風速の観測値と計算値の比較をそれぞれ示したものである．これらの図より，全てのシーズンにおいて計算値は観測値の変動の傾向を良く表していることがわかる．今回の計算では MM5 の解像度を 3km に落としているため，風速の計算精度は 1km 計算値(大澤ら，2002)ほど良くはないが，海洋場を計算するには十分な精度であると考えられる．ただし，春季や冬季の大気境界層内の鉛直混合に伴う風速増加時にやや過小評価の傾向が見られる．

図-5.7～図-5.10 は，各シーズンの名古屋(図-5.2)における日射量の観測値と計算値の比較をそれぞれ示したものである．海上での日射量の観測データが入手できなかったため，陸上ではあるが計算領域内で唯一ルーチン的に日射量の観測が行われている名古屋で比較した．これらの図より，夏季の強い日射量や冬季の弱い日射量を良く表していることがわかる．また，雲天時や雨天時には厚い雲の影響により日射量が減少している様子が見て取れる(例えば 9 月 6 日，2 月 5 日など)．しかし，4 月 3 日や 9 月 3 日などのように，雲が再現できず日射量を過大評価している日もある．これは，MM5 の側面境界で雲を直接取扱わず水蒸気量として扱っているため，側面境界から十分に離れなければ雲が発生しないことに起因していると考えられる．そして，今回比較した地点の名古屋は，側面境界に比較的近いためにこの問題の影響も大きくなったが，計算対象である伊勢湾の内湾では，側面境界から十分な距離があり雲および日射量の再現性も名古屋に比べて良いものであると推察される．また，より現実的に雲の再現を行うには，気象場の計算領域を広くするかネスティング手法が有効である．

(2)　海洋場

図-5.11 は，夏季の 2001 年 7 月 23 日～8 月 8 日に伊勢湾第四号灯浮標(図-5.2 の ST4)において実施された第四管区海上保安本部および京都大学による ADCP 観測(第四管区海上保安本部，2002)の水深 1m，15m および 30m の流速を東西成分と南北成分に分けて計算値と比較したものある．これらの図から，全ての水深において計算値は観測値の変動の傾向を良く表していることがわかる．観測点 ST4 の流速は，湾央であることから潮汐の影響に加えて夏季の伊勢湾の特徴である南風の影響を受ける．そして，流速計算の再現性の良さから，本研究で開発した沿岸域海水流動シミュレーションで潮汐および風を精度良く扱えているものと判断できる．

図-5.12 は，冬季の 2002 年 2 月 18 日～26 日に領域 A(図-5.2)において(財)電力中央研究所によって観測された VHF レーダ観測値と計算値を観測期間平均して比較したものである．また，VHF レーダは表層の流速を観測するため(坂井ら，2002)，計算値も最上層の選点の値を用いて比較した．これより，図中の右部でやや過小評価傾向であるものの，計算値は流速・流向共に観測値を良く表していることがわかる．冬季は強い北西風が卓越する時期であり，このような強風期においても，本研究で開発した沿岸域海水流動シミュレーションを用いることで精度良く計算で

きることが示された.

図-5.13～図-5.16は，各シーズンの鳥羽(図-5.2)および名古屋(図-5.2)における潮位の観測値と計算値の比較をそれぞれ示したものである．これらの図より，全てのシーズンにおいて計算値は観測値とほぼ一致しており，実用レベルの良い精度であることがわかる．これは，CCMの潮位の開境界条件を与える日本周辺潮汐モデルNAO99Jb(Matsumotoら, 2000)の精度の良さに加えて，CCMの潮位の計算が適切であることを示している．ただし，台風0115号来襲時の9月10日付近では過小評価傾向が顕著となっている．今回の計算は，長期間計算であることから計算実行時間短縮のために気象場の計算領域を比較的小さく設け，さらに初期場に台風ボーガススキームを用いなかったために，台風のシャープな構造が十分に再現できず潮位の計算精度が悪くなったものと考えられる．現に台風の進路を支配する気団まで含む大領域で，かつ台風ボーガススキームを組込んだ3.5.5節の計算では，台風来襲時の潮位を精度良く表している.

図-5.17～図-5.20は，各シーズンのSB3(図-5.2)における水深2m，10mおよび20mの水温の観測値と計算値の比較をそれぞれ示したものである．成層期の夏季および強風・非成層期の冬季では，水深20mにおいてやや過大評価傾向となっているものの，それ以外では計算精度が良いことがわかる．春季の観測値の水温は，計算開始時では水深2mより水深20mの下層の方が水温が高くなっているが，計算終了時ではこれが逆転して水深2mの水温の方が水深20mより高くなり成層構造が発達していく過程が見て取れる．これに対して秋季の観測値の水温は，9月21日付近から水深2mの水温が低下していき，水深20mの水温と差がなくなり，成層が破壊されていく過程が見て取れる．そして，計算値においても，これらの傾向が良く現れており，本研究で開発した沿岸域海水流動シミュレーションによって成層の発達・破壊過程が再現できることが明らかとなった.

図-5.21～図-5.24は，各シーズンのSB3(図-5.2)における水深2m，10mおよび20mの塩分の観測値と計算値の比較をそれぞれ示したものである．この観測点SB3は，木曽三川の影響を強く受ける場所である．夏季の出水時にやや過大評価傾向となるものの，それ以外では計算値は観測値の変動の傾向を良く表していることがわかる.

(3)　波浪場

図-5.25～図-5.28は，各シーズンのMT局(図-5.2)における有義波高の観測値と計算値の比較をそれぞれ示したものである．これらの図より，全てのシーズンにおいて計算値は観測値の変動の傾向を良く表していることがわかる．ただし，有義波高が0.1m以下の時では，その波浪が再現できず，有義波高の値が0近傍まで低下していることがわかる．これは，SWANの風から波へのエネルギー輸送項にJanssen(1991)のquasi-linear理論を用いているためであり(小林ら, 2003)，今後，詳細に検討していく必要がある.

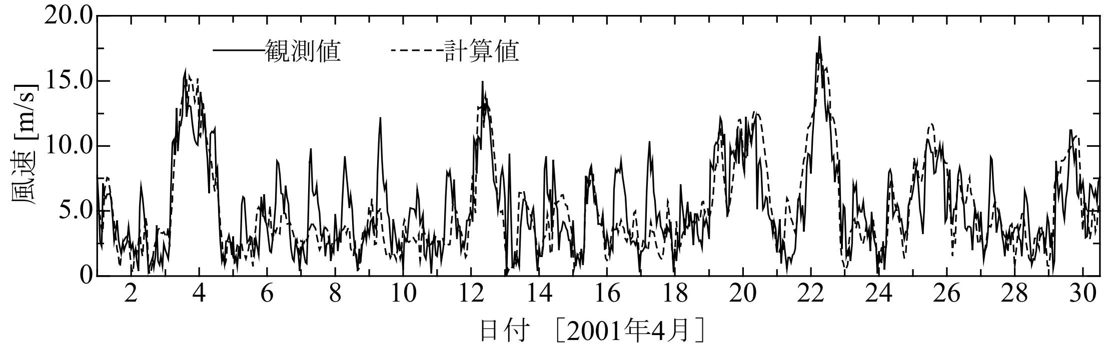


図-5.3 春季の MT 局における海面上 10m の風速の観測値と計算値の比較

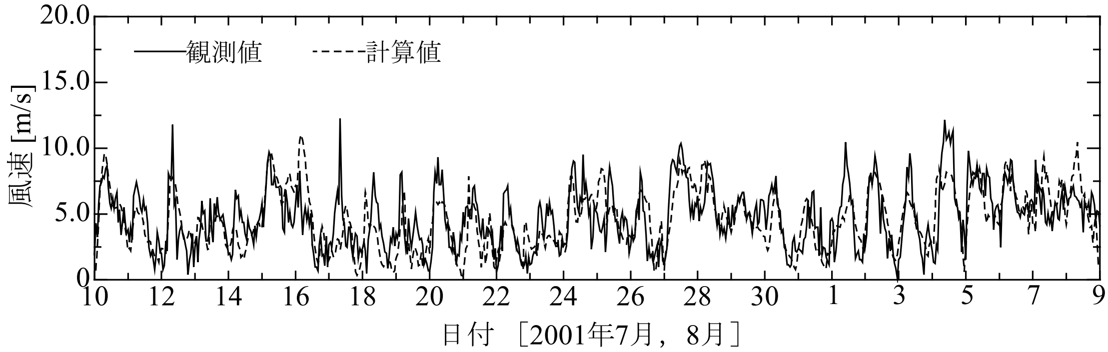


図-5.4 夏季の MT 局における海面上 10m の風速の観測値と計算値の比較

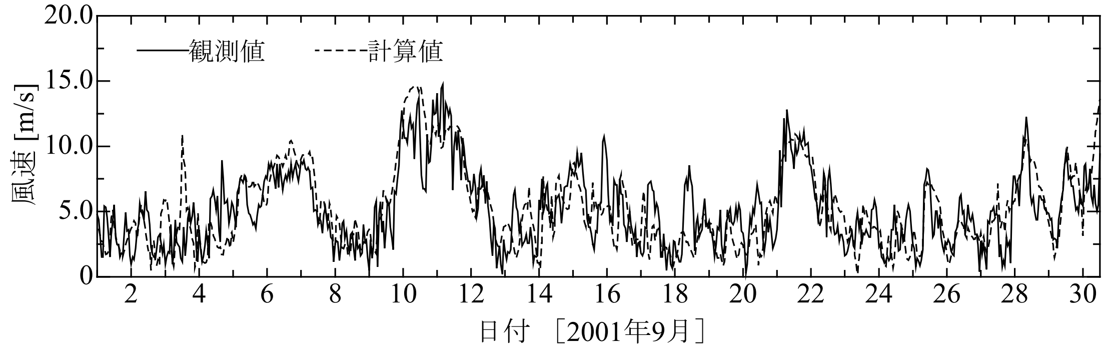


図-5.5 秋季の MT 局における海面上 10m の風速の観測値と計算値の比較

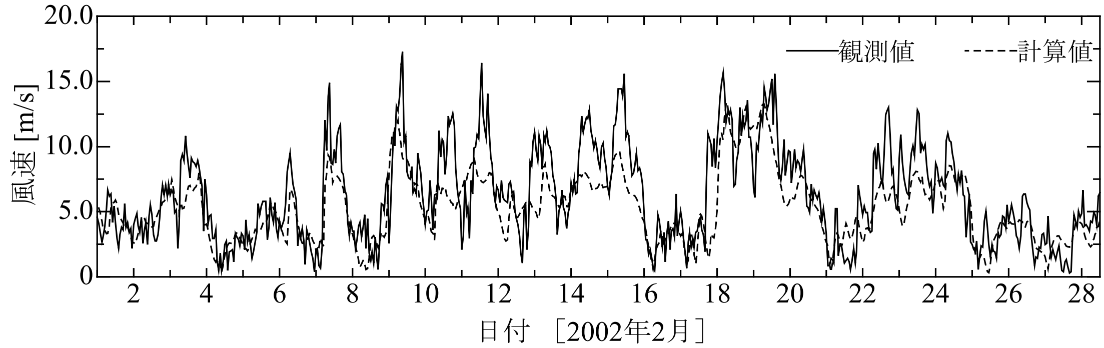


図-5.6 冬季の MT 局における海面上 10m の風速の観測値と計算値の比較

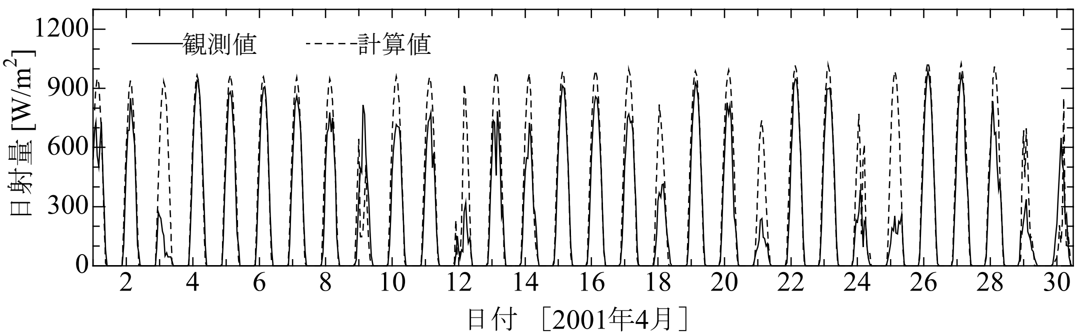


図-5.7　春季の名古屋における日射量の観測値と計算値の比較

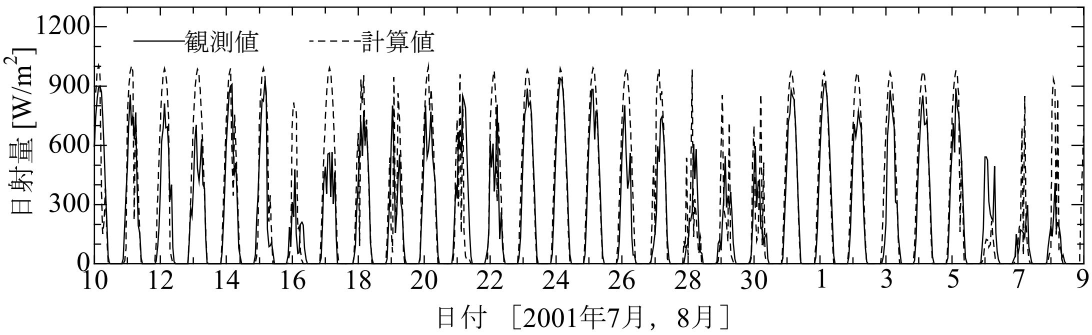


図-5.8　夏季の名古屋における日射量の観測値と計算値の比較

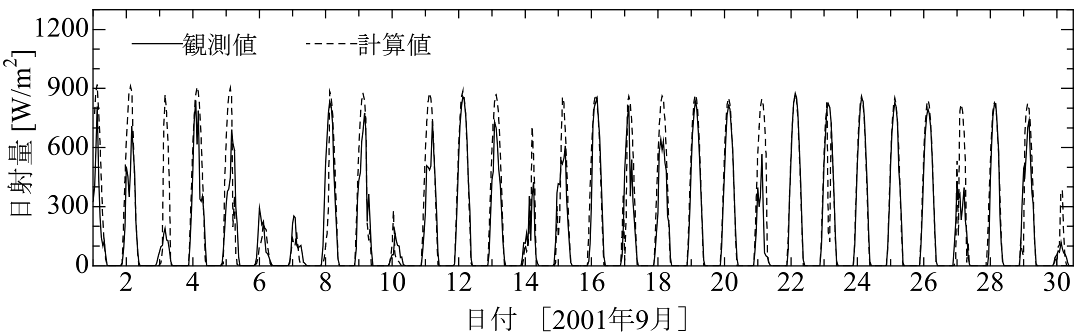


図-5.9　秋季の名古屋における日射量の観測値と計算値の比較

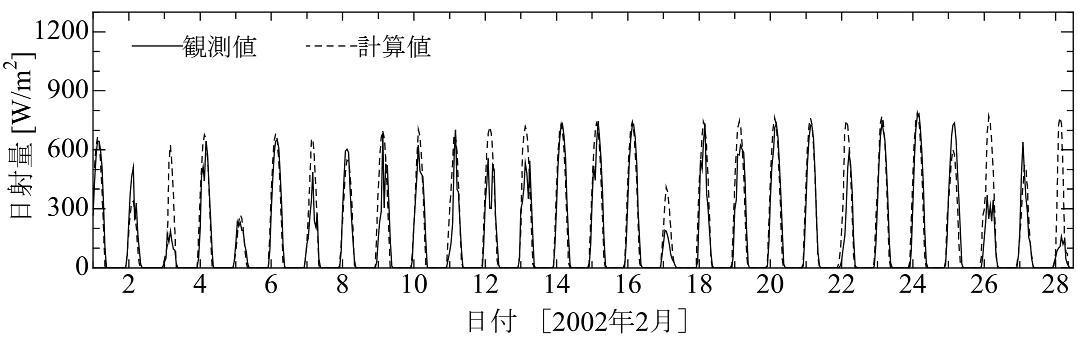


図-5.10　冬季の名古屋における日射量の観測値と計算値の比較

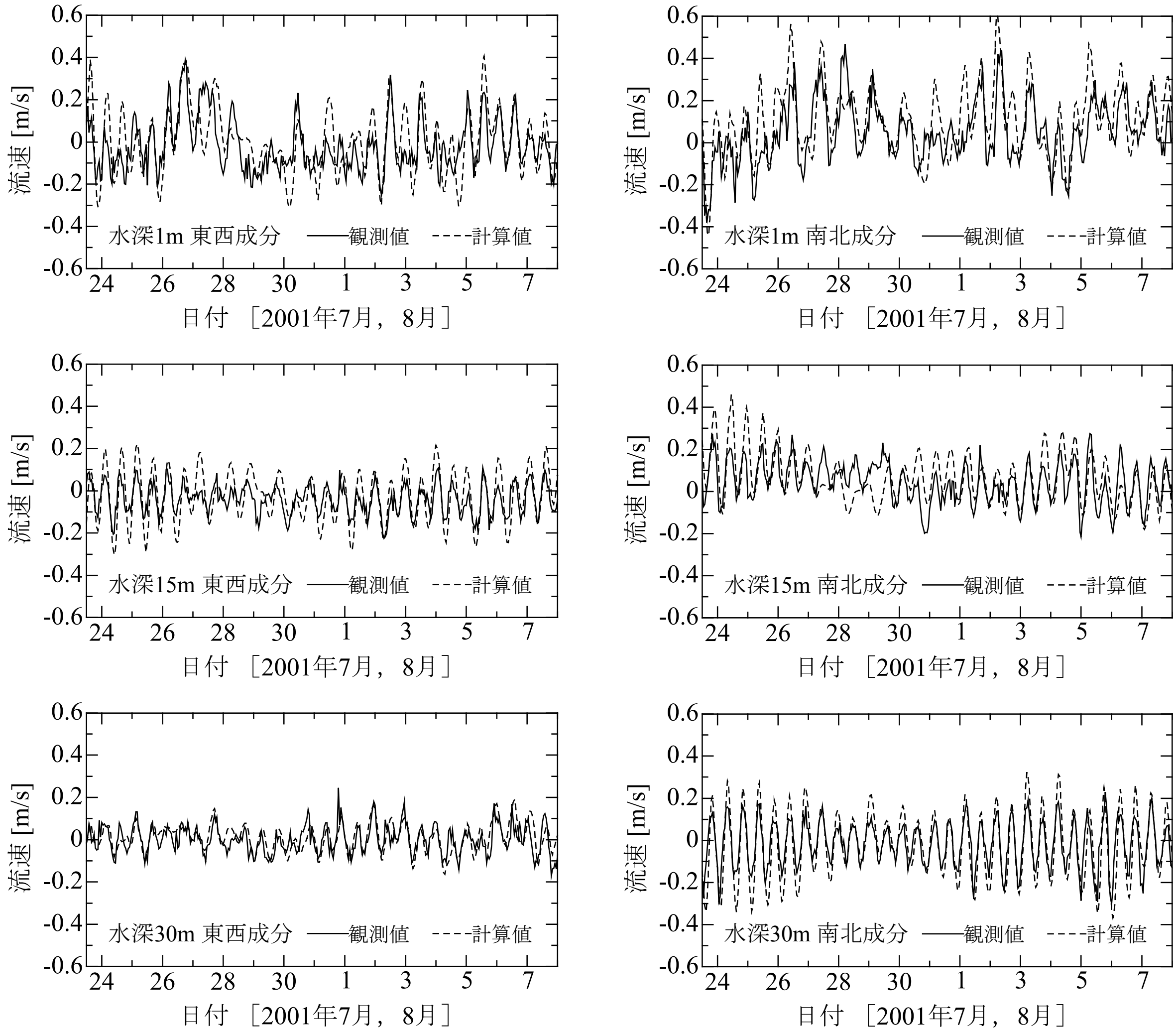


図-5.11 夏季の ST4 における水深 1m，15m および 30m の流速の観測値と計算値の比較

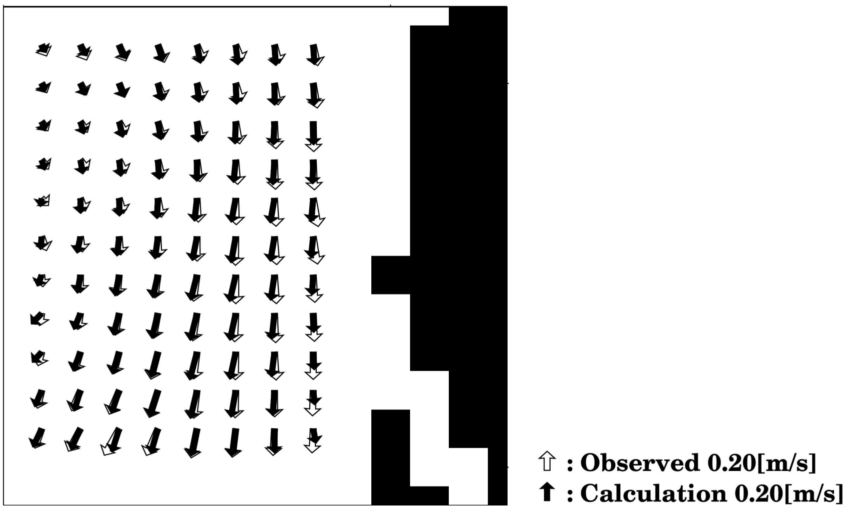


図-5.12 冬季の領域 A(図-5.2)における VHF レーダ観測値と計算値の観測期間(2 月 18 日～26 日)平均の比較；白のベクトルが観測値，黒のベクトルが計算値を示す．

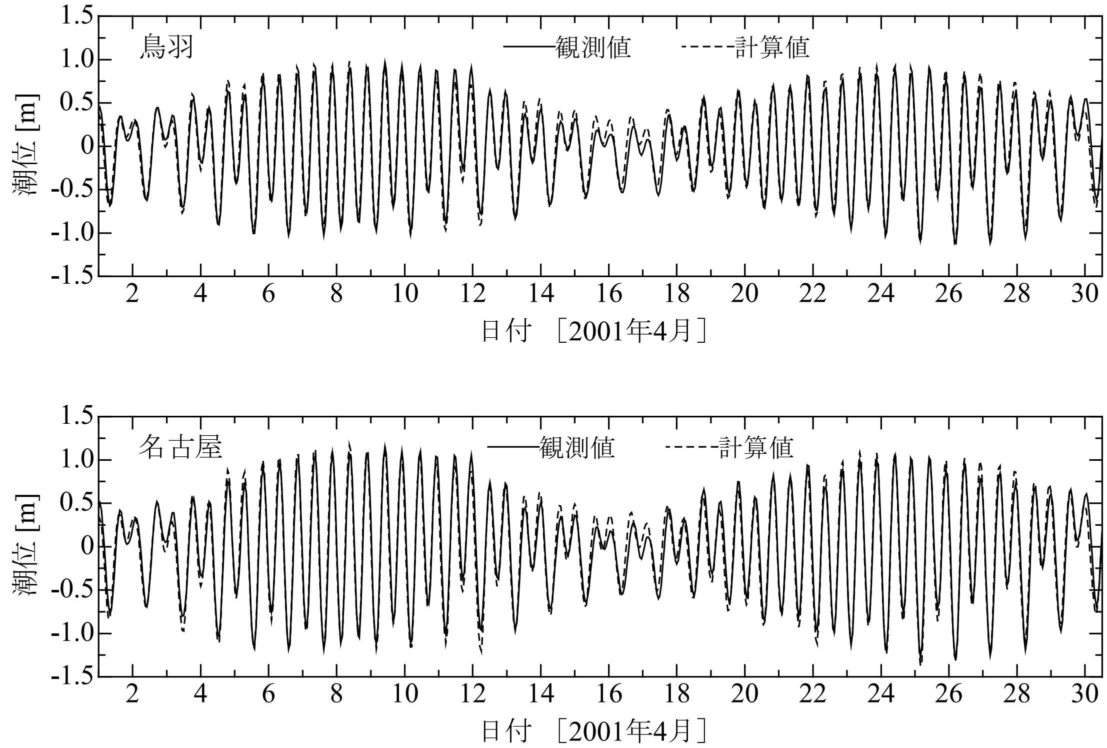


図-5.13　春季の鳥羽および名古屋における潮位の観測値と計算値の比較

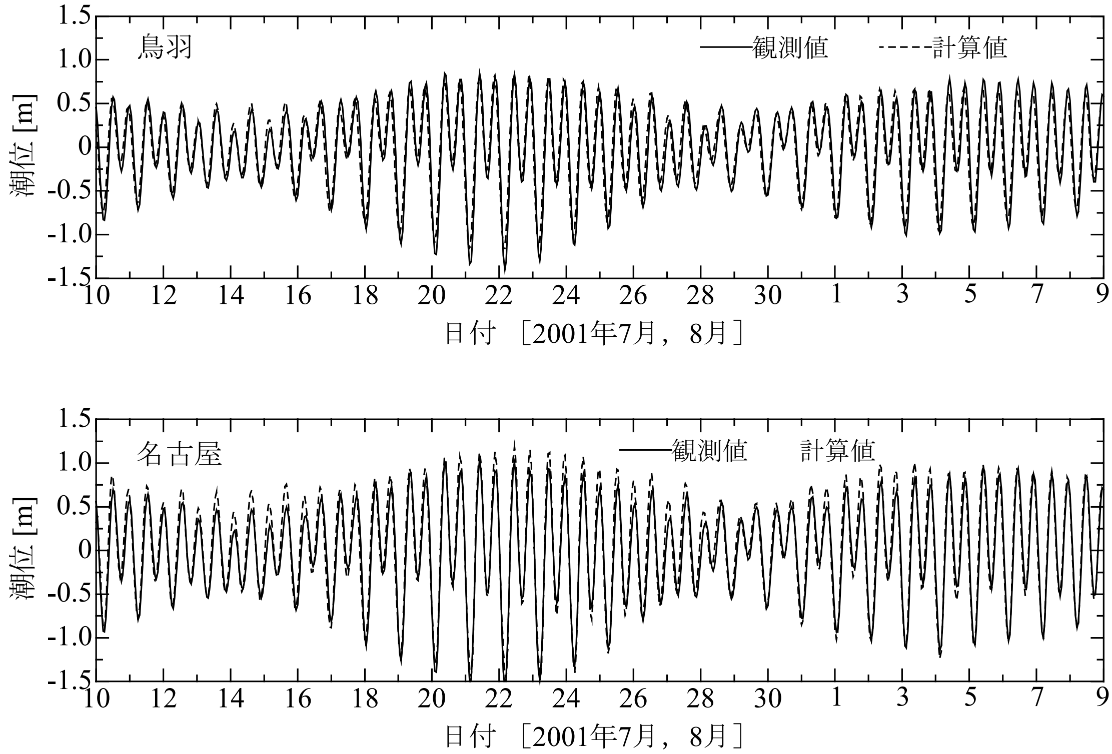


図-5.14　夏季の鳥羽および名古屋における潮位の観測値と計算値の比較

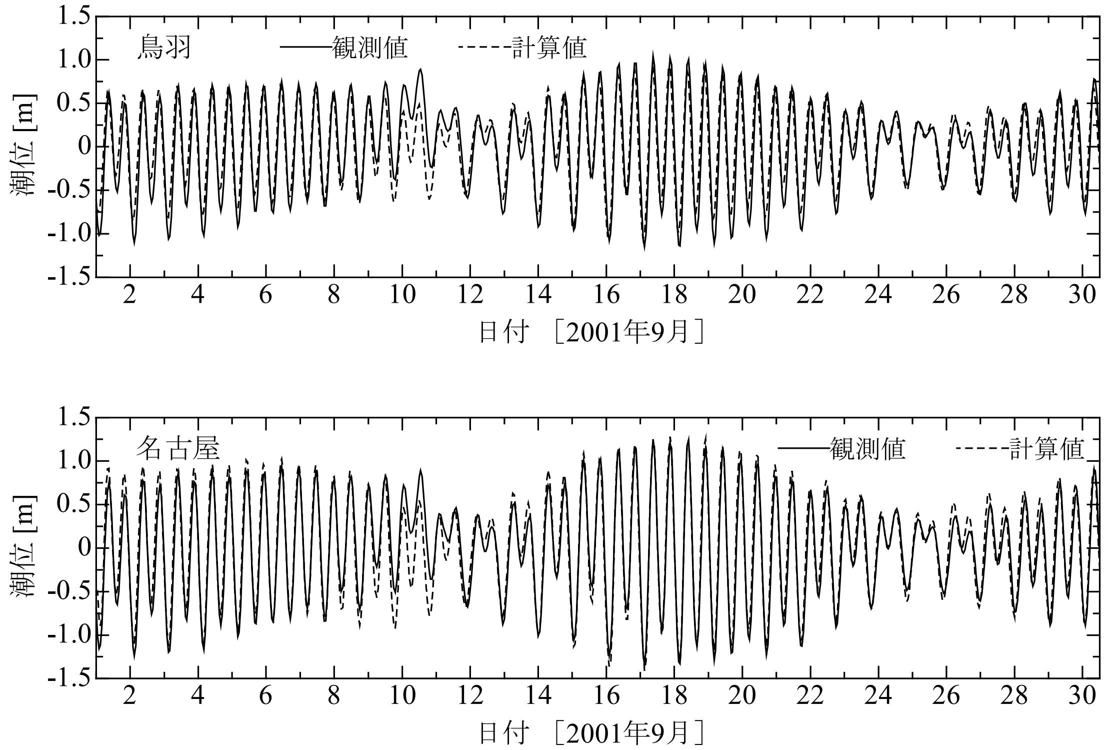


図-5.15　秋季の鳥羽および名古屋における潮位の観測値と計算値の比較

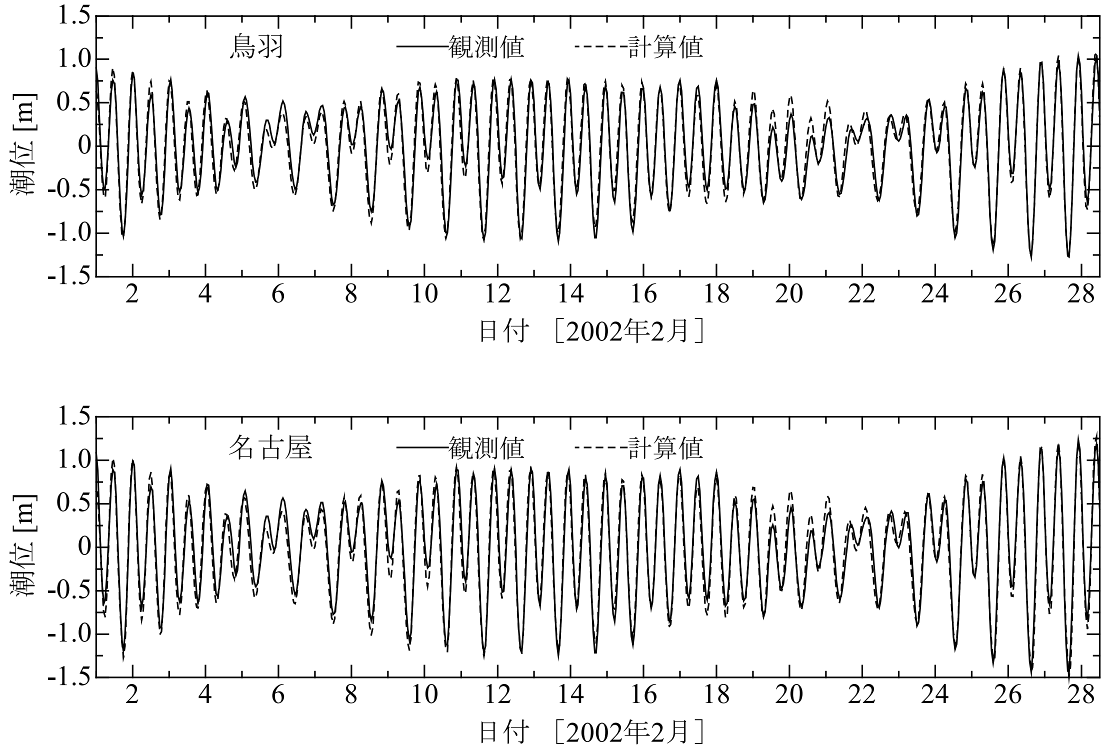


図-5.16　冬季の鳥羽および名古屋における潮位の観測値と計算値の比較

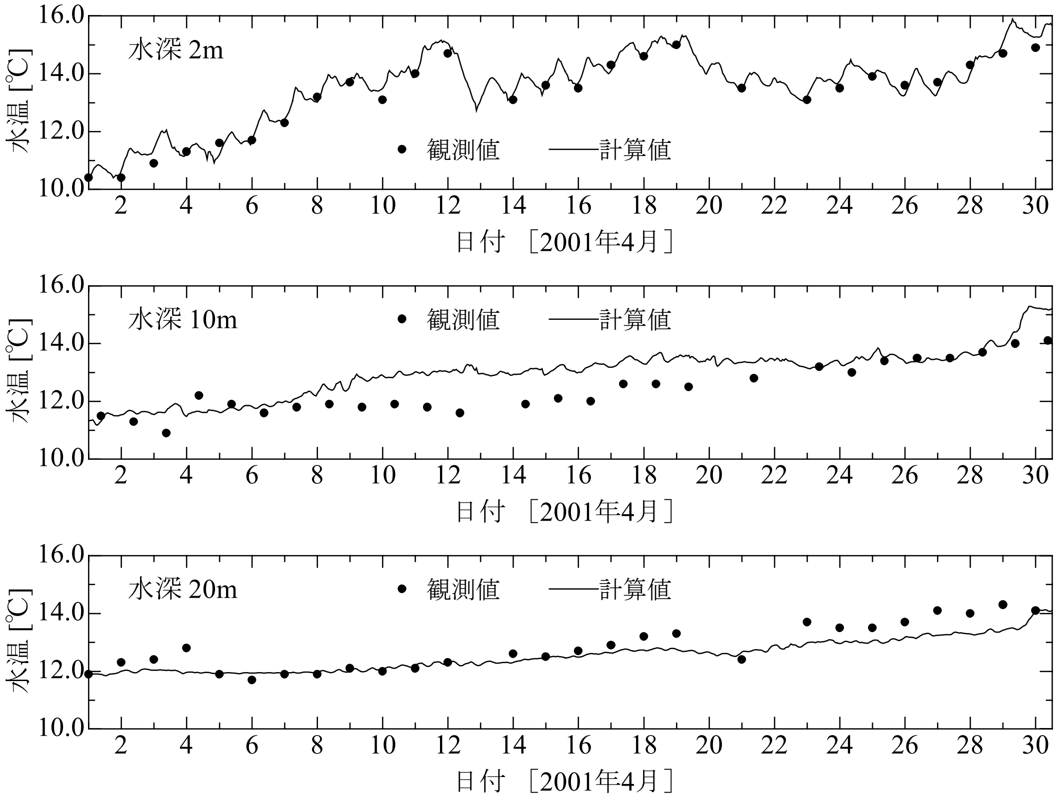


図-5.17　春季の SB3 における水深 2m，10m および 20m の水温の観測値と計算値の比較

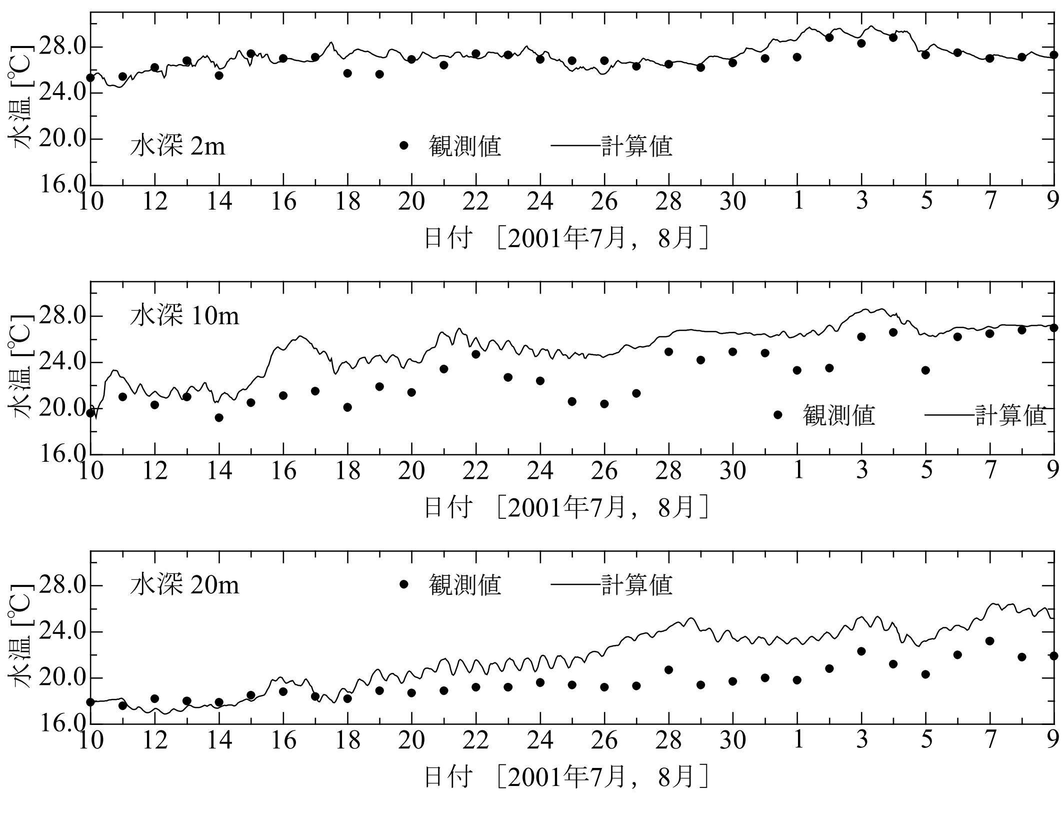


図-5.18　夏季の SB3 における水深 2m，10m および 20m の水温の観測値と計算値の比較

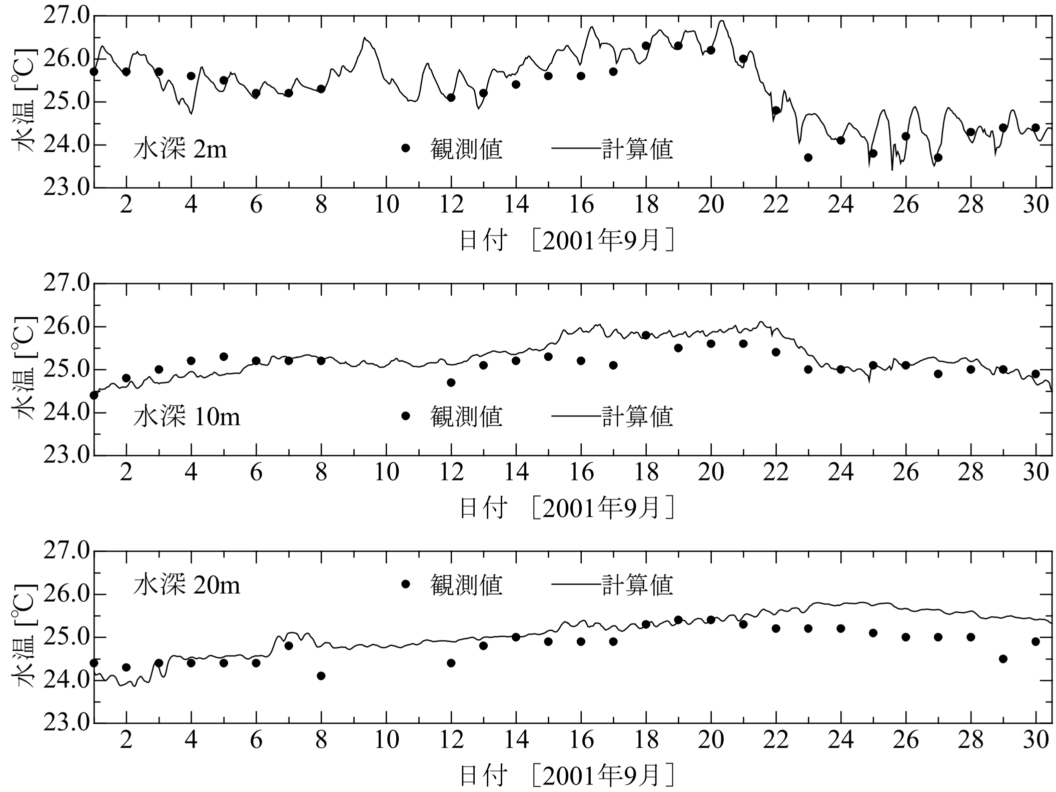


図-5.19　秋季の SB3 における水深 2m，10m および 20m の水温の観測値と計算値の比較

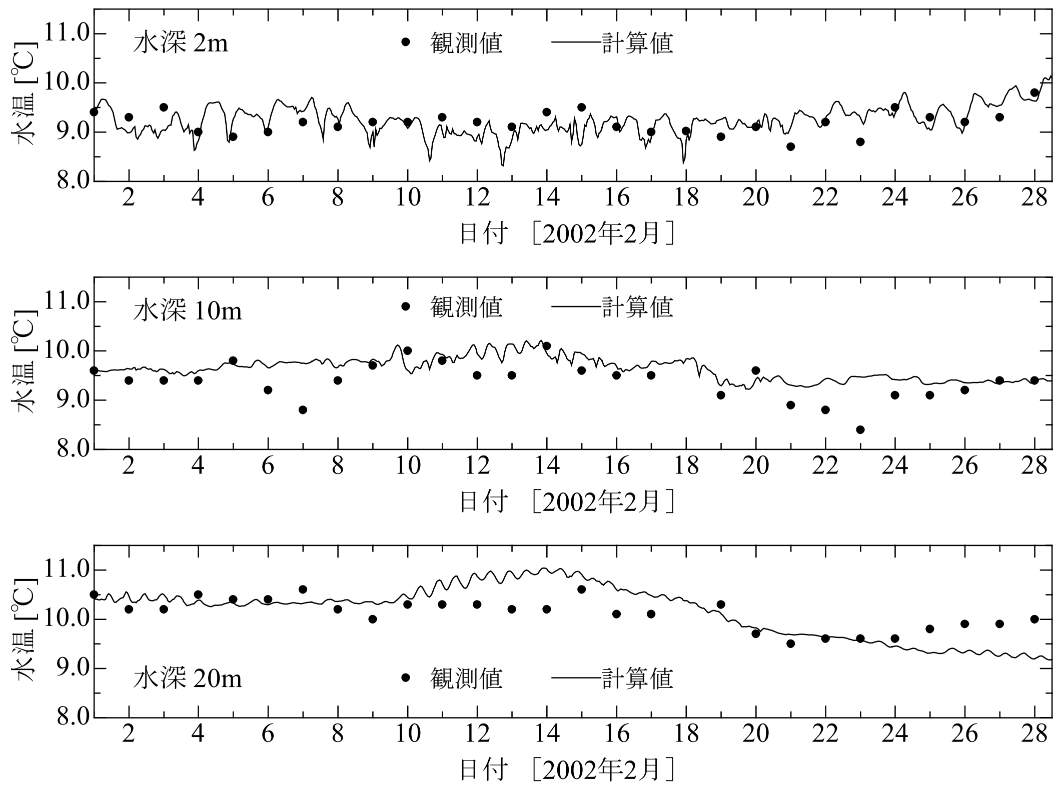


図-5.20　冬季の SB3 における水深 2m，10m および 20m の水温の観測値と計算値の比較

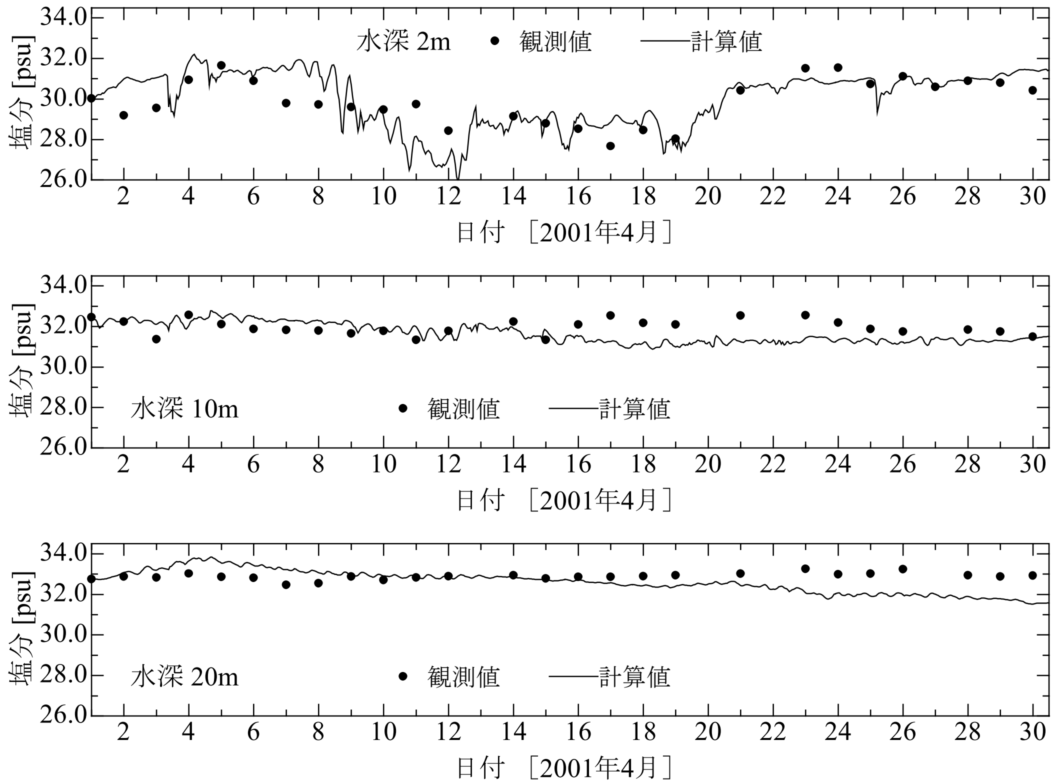


図-5.21　春季の SB3 における水深 2m，10m および 20m の塩分の観測値と計算値の比較

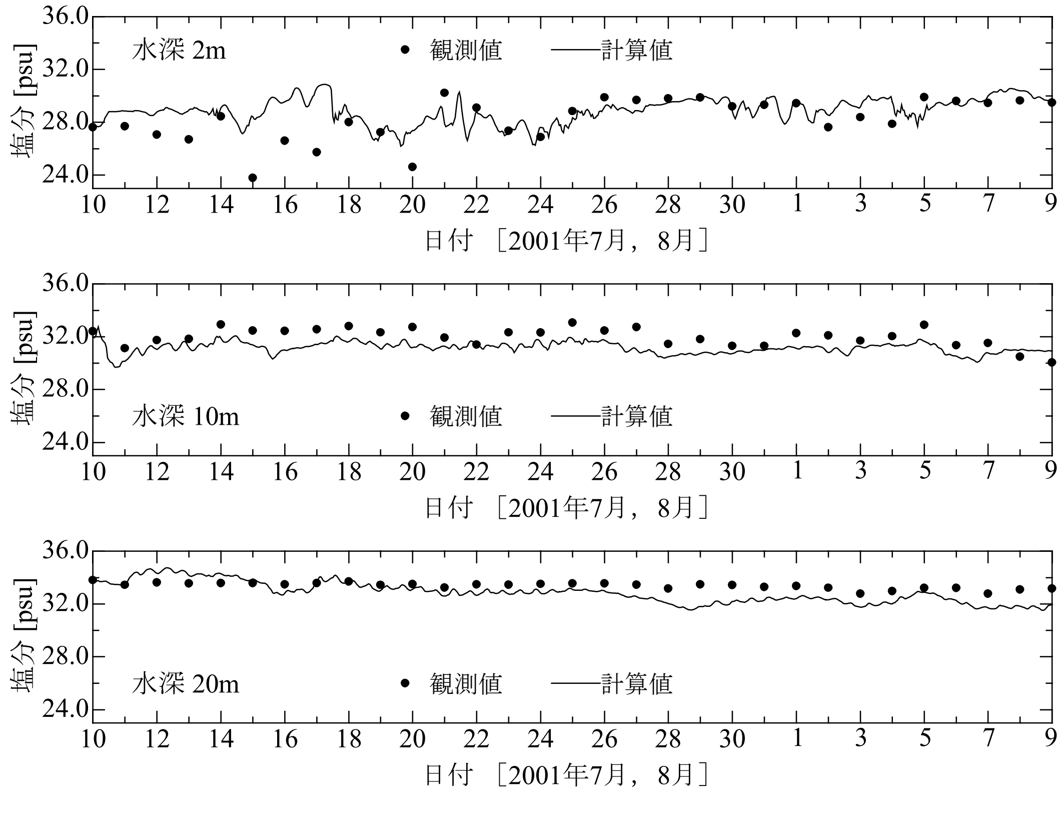


図-5.22　夏季の SB3 における水深 2m，10m および 20m の塩分の観測値と計算値の比較

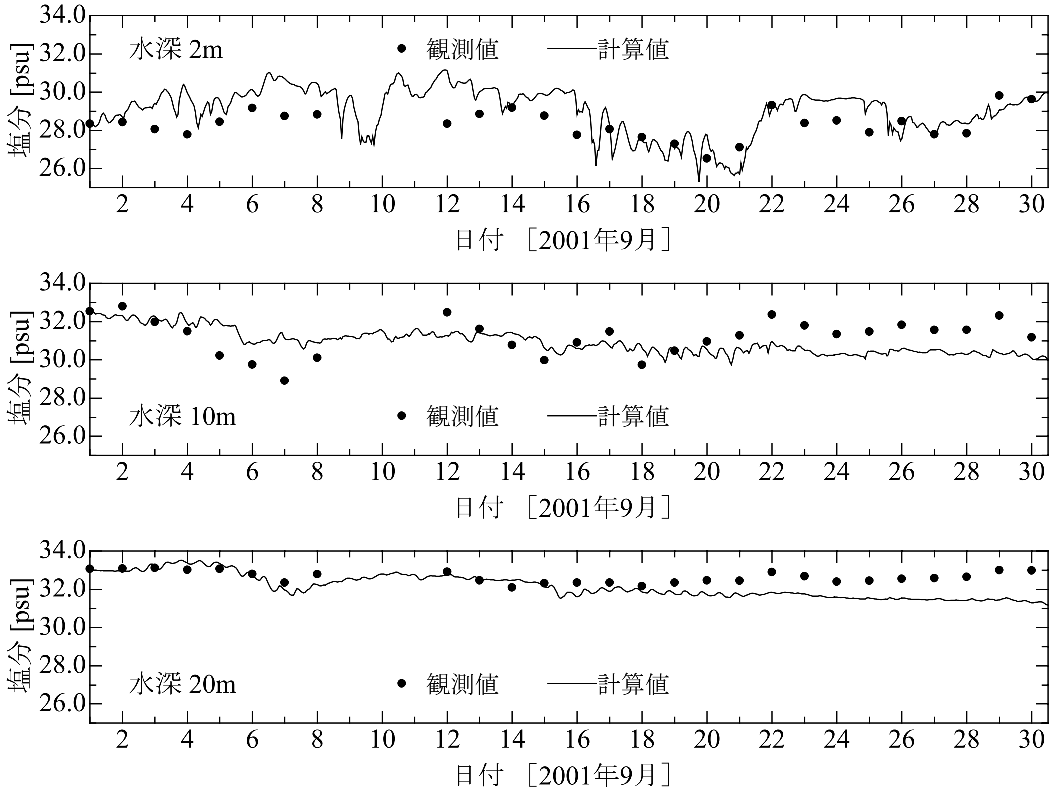


図-5.23　秋季の SB3 における水深 2m，10m および 20m の塩分の観測値と計算値の比較

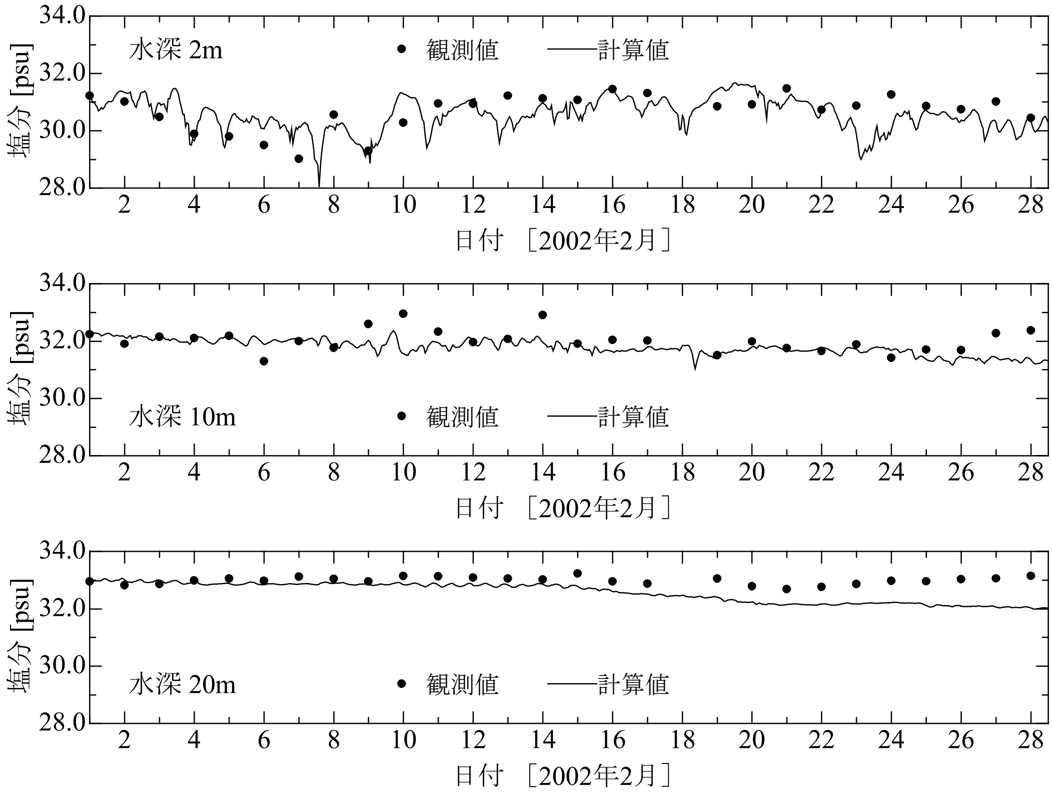


図-5.24　冬季の SB3 における水深 2m，10m および 20m の塩分の観測値と計算値の比較

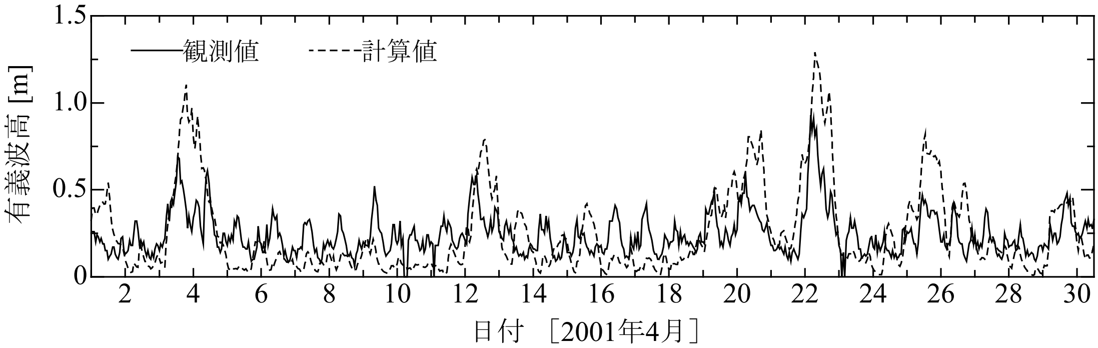


図-5.25　春季の MT 局における有義波高の観測値と計算値の比較

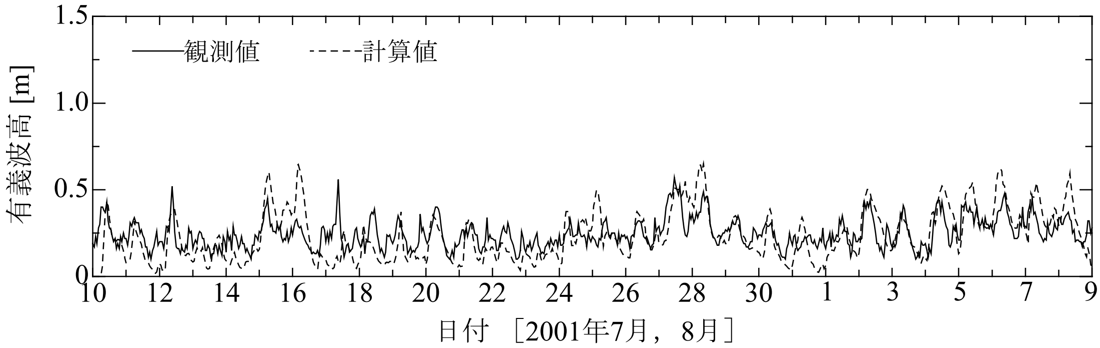


図-5.26　夏季の MT 局における有義波高の観測値と計算値の比較

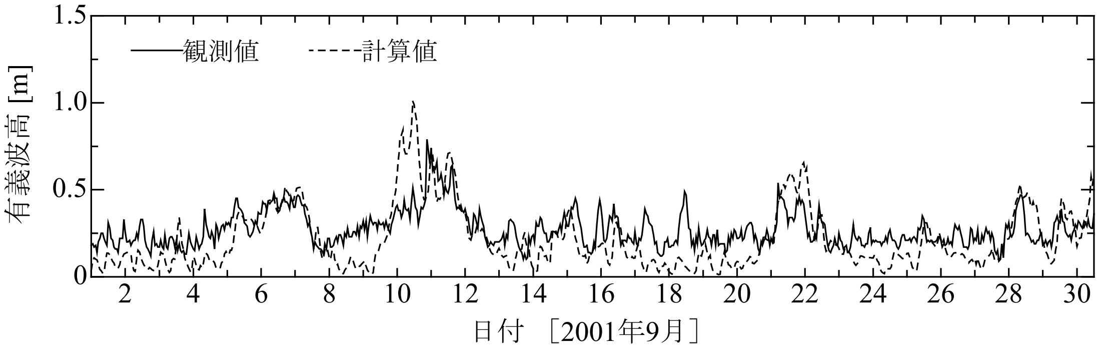


図-5.27　秋季の MT 局における有義波高の観測値と計算値の比較

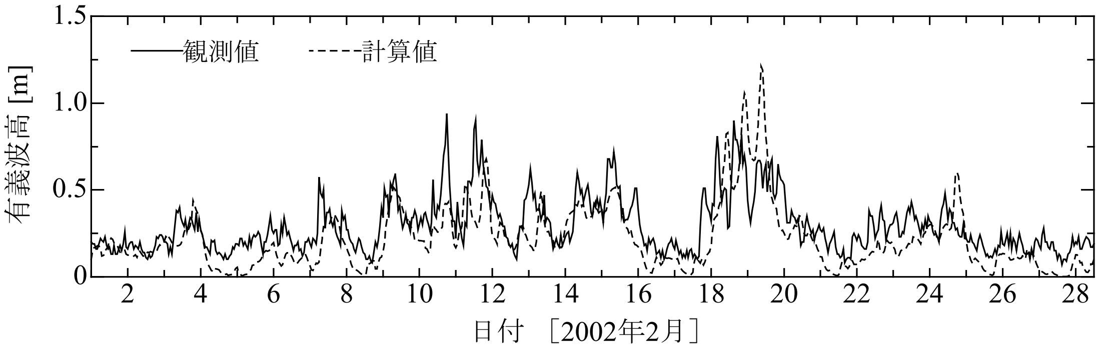


図-5.28　冬季の MT 局における有義波高の観測値と計算値の比較

5.4　結語

本章では，沿岸域の海水流動計算において重要となる外洋との海水交換，気象場からの影響および強風下吹送流の海面境界過程を適切に評価するために第 2 章～第 4 章で開発したモデルを統合し，伊勢湾を計算対象として海水流動シミュレーションを行った．その結果，従来の計算方法では精度良く計算することのできなかった成層期や強風時などの沿岸域海水流動が，本研究で開発したモデルによって精度良く計算できることが明らかとなった．

参考文献

大澤輝夫・深尾一仁・安田孝志（2002）：伊勢湾地域における高解像度気象場の再現計算とその精度検証，海岸工学論文集，第 49 巻，pp.181-185.

小林智尚・樋口喬士・大澤輝夫・安田孝志（2003）：波浪推算モデルによる中部国際空港人工島の波浪場への影響，海岸工学論文集，第 50 巻，pp.196-200.

坂井伸一・平口博丸・松山昌史・坪野考樹・森　信人・杉山陽一・藤井智史・佐藤健治・松岡建志（2002）：短時間観測が可能なデジタルビームフォーミング方式による沿岸海洋レーダの開発，海岸工学論文集，第 49 巻，pp.1511-1515.

第四管区海上保安本部（2002）：平成 13 年度伊勢湾沿岸流観測報告書，第四管区海上保安本部.

Janssen, P. A. E. M. (1991)：Quasi-linear theory of wind-wave generation applied to wave forecasting,J. Phys. Oceanogr., Vol.21, pp. 1631-1642.

Matsumoto, K., T. Takanezawa and M. Ooe (2000)：Ocean tide models developed by assimilating TOPEX/POSEIDON altimeter data into hydrodynamical model，A global model and a regional around Japan，J. Oceanography，Vol.56，pp.567-581.

Sekine, Y. and H. Mizutani (1993)：Seasonal variations in vertical distribution of temperature, salinity and density in-and off Ise Bay, Bull. Fac. Bioresources, Mie Univ., No.10, pp.147-164.

第６章

結論

本論文は，気象場が支配的となる沿岸海水流動の計算を精度良く行えるモデルの開発を目的として，①外洋との海水交換を適切に扱うために大水深の外洋から浅海域である沿岸までを連続的に精度良く解くことのできる多重σ座標系沿岸海洋モデル CCM の開発，②気象場からの影響を精度良く評価するために，大気，海洋，波浪場を１つの系として一体的に扱う大気－海洋－波浪結合モデルの開発，③強風下吹送流の海面境界過程の解明とそのモデル化，を行ったものである．以下に，各章で得られた主要な結果を総括し，本論文の結論とする．

第 1 章では，本論文の背景と既往の研究レビューを行い，本論文の目的と構成を述べた．

第 2 章では，外洋との海水交換を適切に扱うために大水深の外洋から浅海域である沿岸までを連続的に精度良く解くことのできる多重σ座標系を提案し，それを用いた多重σ座標系沿岸海洋モデル CCM を開発した．そして，伊勢湾において精度検証を行い，従来のσ座標の問題点，多重σ座標の有用性および CCM の精度について検討した．その結果，以下の結論を得た．

- 大水深の外洋から沿岸までの海水流動をσ座標によって連続的に計算する場合，鉛直差分精度の水深依存性が問題となること明らかにした．
- 鉛直差分精度の水深依存性の問題を解決するために，計算領域を鉛直方向に多数に分割し，各領域に対してそれぞれσ座標を適用する多重σ座標系を提案した．
- 多重σ座標を用いた海洋モデル CCM を開発して，夏季伊勢湾において１領域のσ座標(従来のσ座標)から６領域の多重σ座標まで精度検証を行った．その結果，従来のσ座標モデルでは湾口部での海面温度や湾内での密度の鉛直分布などの再現性に問題があることが示された一方で，多重σ座標モデルでは，これらの問題が解決できることを明らかにした．
- 冬季伊勢湾において CCM と POM の精度検証を行った．その結果，CCM は POM に比べて潮位，流速，水温，塩分を精度良く計算できることを明らかにした．しかし，強風時においては，両モデル共に渦拡散係数が過大傾向になり，その精度は著しく悪化した．

第 3 章では，気象場からの影響を精度良く評価するために大気－海洋－波浪結合モデルを開発した．そして，伊勢湾および台風 0416 号下の海水流動計算を行い，結合モデルの有用性について検討した．その結果，以下の結論を得た．

- 気象場の計算には気象モデル MM5，海洋場の計算には海洋モデル CCM，波浪場の計算には波浪モデル SWAN をそれぞれ用いて，風速，摩擦速度，潜熱・顕熱フラックス，短波・長波放射，蒸発・降水量，気圧，海面水温，流速，水面変位，波浪による粗度高さ，波齢，有義波高を海面相互作用として扱える大気－海洋－波浪結合モデルを開発した．
- 冬季伊勢湾における精度検証の結果，大気－海洋－波浪結合モデルの物理変数の交換時間間隔は 10 分が最適であることが明らかとなった．
- 冬季伊勢湾において 2 種類の大気境界層スキームを用いて精度検証を行った結果，大気境界層スキームが海洋場に与える影響は非常に大きいことが明らかとなり，その取扱いの重要性が示された．
- 夏季および冬季の伊勢湾においての精度検証の結果，大気－海洋－波浪結合モデルは，従来の気象観測値を用いた海洋モデルの単体計算に比べて計算精度が大きく向上することが明らかとなった．
- 大気－海洋－波浪結合モデルを用いて，台風 0416 号下の海水流動計算を行い，海洋表層における熱・流動構造の再現性が台風強度の予測精度の向上に大きく寄与することを明らかにした．
- 台風 0416 号による高潮の再現計算を，大気－海洋－波浪結合モデルと従来の高潮の再現計算手法である経験的台風モデルを用いた海洋モデルによって行った．その結果，結合モデルは従来の計算手法に比べて高潮の再現精度を大きく改善できることが明らかとなった．

第 4 章では，強風下吹送流の海面境界過程の解明とそのモデル化のために二重床風洞水槽を用いた水理実験を行い，これを基にしてバースト層生成の原因となる砕波応力をモデル化し，バースト層モデルを開発した．そして，大気－海洋－波浪結合モデルの海洋モデル CCM にバースト層モデルを組込み，冬季伊勢湾での吹送流および南太平洋上の台風 0416 号下での海水流動計算を行い，その効果について検討した．その結果，以下の結論を得た．

- 大気海洋結合モデルに Mellor–Yamada Level2.5 乱流クロージャーモデルとリチャードソン数に依存した関数型乱流モデルを組込み，冬季の伊勢湾において，海面境界層から下層までの計算精度について比較・検討した．その結果，乱流モデルの違いが局所的な鉛直混合のみならず，内湾全体の流れ場および温度場の計算結果に非常に大きな影響を及ぼすことが明らかとなった．また，強風時においては両乱流モデル共に流速の過大評価が顕著になるなど計算精度が著しく悪化し，強風下の海水流動を正しく扱うためには既存の乱流モ

デルでは不十分であることも同時に明らかとなった.

- 吹送流の全流量が計測可能となる二重床風洞水槽を用いて吹送流の全流量を求め，水平流速の鉛直分布の積分値がそれに一致するように，ベキ則で回帰させて平均水面までの平均流速の鉛直分布のモデル式を算出した.

- 強風時の水面直下にバースト層が生成され，それが砕波に起因し，強風時の輸送に大きな影響を及ぼすことが明らかとなった.

- 平均流からのカスケードと波動運動・砕波という異なる発生起源の乱流成分を区別して考えるために，水平水粒子速度 u を平均流成分 u_c，低周波乱流成分 u_l，波動成分 u_w および高周波乱流成分 u_h の和として定義した．そして，これらそれぞれの成分はレイノルズ平均則を満たし，互いに独立な成分として扱えることを明らかにした.

- 水面直下で高周波乱流成分の水粒子速度の二乗平均 $\overline{u_h^2}$ が低周波乱流成分の水粒子速度の二乗平均 $\overline{u_l^2}$ を大きく上回ることから, 前者を生成させる駆動力が風応力に起因する砕波や気流のはく離にあることを示唆した.

- 低周波乱流エネルギー E_l は鉛直方向に極大値を持ち，それを超えた後は水面に向かって減少するのに対し，高周波乱流エネルギー E_h は水面に向かって単調に増加し，水面直下で急増して $E_h \gg E_l$ となることを明らかにした.

- 低周波乱流成分のレイノルズ応力 $-\overline{u_l w_l}$ は水面付近に極大点を持ち，これを境に水面に向かって抵抗力，底面に向かって駆動力として作用し，逆に波動および高周波乱流成分のレイノルズ応力 $-\overline{u_t w_t}$ は水面付近に極小点を持ち，これを境に水面に向かって駆動力，底面に向かって抵抗力として作用することが明らかとなった.

- 水面直下では $-\overline{u_t w_t}$ によって水塊が駆動され，ベキ則に従う吹送流が生成されるとともに，$-\overline{u_l w_l}$ の極大点より下方では $-\overline{u_l w_l}$ によって対数則に従う吹送流が生成されことを示唆した.

- 高周波乱流エネルギー E_h の急増点，低周波乱流エネルギー E_l の極大点，低周波乱流成分のレイノルズ応力 $-\overline{u_l w_l}$ の極大点および波動・高周波乱流成分の Reynolds 応力 $-\overline{u_t w_t}$ の極小点はいずれも有義波高相当深度 $z = -H_s$ よりも上方($z > -H_s$)に分布していることから, これらの乱流諸量の $z = -H_s$ ～0 の範囲での急激な変化によってバースト層が形成されることを示唆した.

- 平均海面仮定において，平均水面直下の乱流構造は，平均流 $\overline{u}$ をエネルギー源とするせん断乱流，気流の突入や砕波等に起因する乱流および平均操作によって加わった平均水面上の砕波乱流から成る複合系であることを示した．その上で，平均海面仮定に基づくバースト層モデルの構築においては，平均水面までの鉛直分布が既知となっている $\overline{u}$ を与える逆

問題として，モデルを構築する必要があることを示した．

- 平均水面までの水平流速の鉛直分布をターゲットにしてバースト層生成の原因となる砕波応力をモデル化し，平均海面仮定に基づくバースト層モデルを開発した．
- スタガード格子を用いたバースト層モデルの数値計算のために平均化砕波応力項を提案し，1 次元数値計算によってその有用性を示した．
- バースト層モデルを用いた SOLA 法によって，二重床風洞水槽の再現計算を行った．その結果，従来の数値計算ではバースト層の特徴である急峻な流速の鉛直分布が再現できなかったのに対し，バースト層モデルではこれが再現でき，モデル化が適切であることが示された．
- 大気－海洋－波浪結合モデルの海洋モデル CCM にバースト層モデルを組込み，北西風が卓越する冬季伊勢湾での吹送流および南太平洋上の台風 0416 号下での海水流動計算を行った．その結果，バースト層モデルを組込むことで強風下吹送流の流速，流向および密度分布の計算精度が改善されるだけでなく，その影響は気象場や波浪場にも及ぶことを明らかにした．

第 5 章では，沿岸域の海水流動計算において重要となる外洋との海水交換，気象場からの影響および強風下吹送流の海面境界過程を適切に評価するために**第 2 章～第 4 章**で開発したモデルを統合し，伊勢湾を計算対象として海水流動シミュレーションを行った．その結果，以下の結論を得た．

- 従来の計算方法では精度良く計算することのできなかった成層期や強風時などの沿岸域海水流動が，本研究で開発したモデルによって精度良く計算できることが明らかとなった．

付録

付録 A　気象モデル MM5

MM5 は非静力学平衡・圧縮性のメソ気象モデルであり，雲微物理過程や放射過程，大気境界層過程などに関して複数の物理オプションを有している．MM5 は気象予測の現業用モデルとして開発された側面が強いため，境界条件は全球もしくは領域客観解析値によって与えられ，この客観解析値はさらに計算領域内における 4 次元同化値としても用いられる．この 4 次元同化手法によって計算場と現実場の乖離が阻止され，過去の気象場の現実的な再現計算が可能となる．ここでは，Dudhia(1993)，Grell ら(1995)，および MMM−NCAR(2001)を参考にして，MM5 の基本的な計算方法について説明する．

(1)　座標系と基礎方程式

MM5 は，回転座標系上での完全圧縮大気に対する方程式系をその基礎としている．またマップファクターを導入することで地球の曲率も考慮している．基本的な予測変数は，風速の 3 成分と気圧，温度であるが，雲微物理過程の選択によっては水蒸気，雲水，雨水，雪，氷，霰の混合比も予測変数となる．

MM5 では鉛直座標に気圧準拠の σ 座標を用いている．まず気圧は，基準状態(reference state)とそこからの変動成分の和で表される．

$$p(x,y,z,t) = p_0(z) + p'(x,y,z,t) \tag{A.1}$$

鉛直 σ 座標は，基準状態の圧力だけを用いて，

$$\sigma = \frac{p_0 - p_{top}}{p_{surf} - p_{top}} = \frac{p_0 - p_{top}}{p^*} \tag{A.2}$$

と定義される．p_{top}，p_{surf} はそれぞれモデル上端および地表での基準状態の気圧である．p_{surf} は土地の標高に依存するため x，y の関数となり，また p_{top} は通常 100hPa などの一定値が与えられる．p_0 は z のみの関数であるため，この鉛直 σ 座標系は時間的に変化しない空間に固定された座標系となる．

MM5 の基本的な予報変数である風速(3 成分)，気圧変動成分，気温および密度の 6 成分は，運動方程式(3 成分)，連続式，熱力学式，状態方程式の 6 つの偏微分方程式から求められる．以下に，状態方程式を消去して求められる 5 つの予測式を示す．

運動量方程式 x 成分：

$$\frac{\partial u}{\partial t}+\frac{m}{\rho}\left(\frac{\partial p'}{\partial x}-\frac{\sigma}{p^*}\frac{\partial p^*}{\partial x}\frac{\partial p'}{\partial \sigma}\right)=-V\cdot\nabla u+v\left(f+u\frac{\partial m}{\partial y}-v\frac{\partial m}{\partial x}\right)-ew\cos\alpha-\frac{uw}{r_{earth}}+D_u \tag{A.3}$$

運動量方程式 y 成分：

$$\frac{\partial v}{\partial t}+\frac{m}{\rho}\left(\frac{\partial p'}{\partial y}-\frac{\sigma}{p^*}\frac{\partial p^*}{\partial y}\frac{\partial p'}{\partial \sigma}\right)=-V\cdot\nabla v+u\left(f+u\frac{\partial m}{\partial y}-v\frac{\partial m}{\partial x}\right)-ew\cos\alpha-\frac{vw}{r_{earth}}+D_v \tag{A.4}$$

運動量方程式 z 成分：

$$\begin{aligned}\frac{\partial w}{\partial t}+\frac{\rho_0}{\rho}\frac{g}{p^*}\frac{\partial p'}{\partial \sigma}+\frac{g}{\gamma}\frac{\partial p'}{\partial p}=-V\cdot\nabla w+g\frac{p_0}{p}\frac{T'}{T_0}-\frac{gR_d}{c_p}\frac{p'}{p}+e(u\cos\alpha-v\sin\alpha)\\+\frac{u^2+v^2}{r_{earth}}+D_w\end{aligned} \tag{A.5}$$

気圧方程式：

$$\frac{\partial p'}{\partial t}-\rho_0 gw+\gamma p\nabla\cdot V=-V\cdot\nabla p'+\frac{\gamma p}{T}\left(\frac{\dot{Q}}{c_p}+\frac{T_0}{\theta_0}D_\theta\right) \tag{A.6}$$

熱力学方程式：

$$\frac{\partial T}{\partial t}=-V\cdot\nabla T+\frac{1}{\rho c_p}\left(\frac{\partial p'}{\partial t}+V\cdot\nabla p'-\rho_0 gw\right)+\frac{\dot{Q}}{c_p}+\frac{T_0}{\theta_0}D_\theta \tag{A.7}$$

また，移流項は次式のように表される．

$$V\cdot\nabla A\equiv mu\frac{\partial A}{\partial x}+mv\frac{\partial A}{\partial y}+\dot{\sigma}\frac{\partial A}{\partial \sigma} \tag{A.8}$$

ただし，

$$\dot{\sigma}=-\frac{\rho_0 g}{p^*}w-\frac{m\sigma}{p^*}\frac{\partial p^*}{\partial x}u-\frac{m\sigma}{p^*}\frac{\partial p^*}{\partial y}v \tag{A.9}$$

である．また，発散項は次式のように表される．

$$\nabla\cdot V=m^2\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{u}{m}\right)-\frac{m\sigma}{p^*}\frac{\partial p^*}{\partial x}\frac{\partial u}{\partial \sigma}+m^2\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{v}{m}\right)-\frac{m\sigma}{p^*}\frac{\partial p^*}{\partial y}\frac{\partial v}{\partial \sigma}-\frac{\rho_0 g}{p^*}\frac{\partial w}{\partial \sigma} \tag{A.10}$$

上記の式中の添え字($_0$)は基準状態(高さ z のみの関数)を表し，またプライム($'$)は基準状態からの変動成分を表す．ρ は密度，θ は温位，$\dot{Q}$ は比断熱加熱(潜熱，放射等)，D_A はサブグリッドスケールの渦に関連する項である．r_{earth}，R_d，c_p はそれぞれ，地球半径，乾燥空気に対する気体定数，定圧比熱を表し，γ は定積比熱に対する定圧比熱の比である．f はコリオリパラメーターで，e は通常無視されるコリオリ成分($e=2\Omega\cos\phi$)である．$\alpha=\lambda-\lambda_c$ であり，λ は経度，λ_c は(地図変換上の)中心経度を表す．m はマップファクターと呼ばれる変数で，

$$m = \left(\text{distance} \quad \text{on} \quad \text{grid}\right) \Big/ \left(\text{actual} \quad \text{distance} \quad \text{on} \quad \text{earth}\right) \tag{A.11}$$

のように定義される．実際の地球上での 2 点間の距離は，地球表面の丸みの影響を受けるため，地図投影されたモデル上の距離とは異なる．この距離の比を表したものがマップファクターであり，通常 1 に近い値をとる．実際の計算上では，水平微分を計算する際に必要となる．

(2) 格子配置と空間差分

鉛直方向の格子配置は，前述した σ 座標系に基づく．鉛直速度 w はフル σ レベルで定義され，その他の変数はその中間層であるハーフ σ レベルで定義される．水平方向の格子配置には Arakawa-B グリッドを用いている．Arakawa-B グリッドでは，水平速度成分以外の変数が定義されるクロスポイントを中心として，その 4 角(ドットポイント)に速度 u， v が配置されている．現在の気象モデルでは，差分化の際に平均操作の少なくなる Arakawa-C グリッド用いられるものが多い中で，MM5 は例外的であると言える．Dudhia(1993)は，Arakawa-B グリッドの利点として，完全圧縮の方程式系の差分化では，Arakawa-C グリッドよりも $\sqrt{2}$ 倍だけ時間ステップを長くとることができるために計算効率が良いことを挙げている．

空間差分は，原則的に，注目する格子点とその両隣の 2 点を用いた 2 次精度中心差分であり，次のように表記できる．ただし，MM5 では x 方向(東西成分)を添え字 j ， y 方向(南北成分)を添え字 i で表すことに注意する．

$$\left.\frac{\partial A}{\partial x}\right|_{i,j} = \frac{A_{i,j+1/2} - A_{i,j-1/2}}{\Delta x} \tag{A.12}$$

ここで，添え字(1/2)は格子の中間点を意味する．水平格子の場合は格子間隔が一定であるため，中間点における値は両隣の格子の値を単純に平均することで求める．鉛直格子の場合は格子間隔が不等なので，中間層(ハーフ σ レベル)の値は，以下のように σ 値に対する線形補間で求める．

$$A_{k+1/2} \frac{A_{k+1}\left(\sigma_{k+1/2-}\sigma_{k}\right) + A_{k}\left(\sigma_{k+1} - \sigma_{k+1/2}\right)}{\sigma_{k+1} - \sigma_{k}} \tag{A.13}$$

ただし， A が温度である場合は，温位に変換してから上式により補間し，また水蒸気混合比である場合には，常用対数を取ってから補間を行う．

(3) 時間差分

メソ気象モデルの方程式系は，解に音波を含むか否かによって非弾性系と弾性系に分類され(斉藤，1999)，MM5 は音波を解に含む弾性系のモデルとなる．また弾性系モデルは，連続式中の密度の時間変化を考慮するか否かで準圧縮形と完全圧縮形に分類され，MM5 は密度変化を考慮し完全な連続式を用いる完全圧縮形のモデルとなる．さらに完全圧縮系モデルでは，気圧方程式の中に現れる非断熱項を含めるか否かで非膨張系と膨張系に分けられ，MM5 は非断熱項を無視する非膨張系モデルとなる．つまり MM5 は，弾性・完全圧縮系・非膨張系のモデルである．一般に弾

性系モデルでは，音波の非常に速い伝播速度(約 350m/s)が時間ステップを制約するために，音波の計算について何らかの特別な取り扱いが必要になる．MM5 では，音波を表現する部分についてのみ小さな時間ステップで時間積分を行い，移流項等の残りの項は大きな時間ステップで時間積分を行う，いわゆるタイムスプリット法が用いられている．ただし，小さい時間ステップの取り扱いは鉛直方向の短い格子間隔に制約されるため，音波に鉛直方向に対してのみ陰解法を用い，その他については陽解法で行う HE−VI(horizontally explicit – vertically implicit)法が用いられている．

具体的には，u，v，w，p' の時間発展式である式(A.3)～式(A.6)において，左辺にある項を小さな時間ステップで，右辺にある項を大きな時間ステップでそれぞれ時間積分する．大きな時間ステップの差分化には leap flog 法を用い，小さな時間ステップに対しては前方差分を用いる．通常，leap flog 法での $2\Delta t$ の大きな時間ステップの中に，小さな時間ステップ($\Delta\tau$)を 4 つ取る．また，leap flog 法では，奇数ステップと偶数ステップの値の差から生じる不安定性を回避するため，Asselin filter が併用されている．

(4) 境界条件

MM5 は領域モデルであるため，計算には側面境界条件を与える必要がある．通常はその境界値として広域の客観解析値を用いることが多い．物理量としては，風速，気圧，気温および水蒸気混合比の 5 要素を与えるのが基本であるが，それに加えて雲物理量も与えることも可能である．客観解析値を境界条件とする場合には，緩和境界条件と呼ばれる方法が用いられる．この境界条件では，外側 1 列の格子に対して客観解析値を与え，その内側 3 列の格子では境界に近づくにつれて客観解析値に近づくように計算値が緩和される．n を境界から数えた格子列数とすると($n=1$ が境界)，この境界条件は

$$\left(\frac{\partial A}{\partial t}\right)_n = F(n)\left[\frac{1}{10\Delta t}\left(A_{LS}-A_{MC}\right)-\frac{(\Delta s)^2}{50\Delta t}\nabla^2\left(A_{LS}-A_{MC}\right)\right] \tag{A.14}$$

と書くことができる．A_{LS}, A_{MC} がそれぞれ客観解析値，モデル計算値であり，右辺第 1 項はニュートン緩和項，第 2 項は拡散項を示している．ここで，$F(n)$ は境界から離れるに従って線形的に減少する関数で，以下のように与えられる．

$$F(n)=\frac{5-n}{3}\quad(n=2,3,4),\ F(n)=0\quad(n\geq 5) \tag{A.15}$$

温度，気圧摂動については上記の境界条件がそのまま適用される．水平風速については，流入境界についてのみこの境界条件が適用され，流出境界では内部格子からの外挿によって境界値が与えられる．鉛直風速については，この境界条件は適用されず，ゼロ勾配条件が用いられる．雲水，雨，雪および氷等の雲物理量については，流入境界では 0 が，流出境界では勾配が 0 になるように与えられる．上面境界条件としては，エネルギーの反射を防ぐために放射境界条件(Klemp ら，1983)が用いられている．下面境界条件は，大気境界層スキームにより与えられる．下面境界条件

に必要な外部データは，海面温度，土壌温度(オプションとして積雪と海氷)である．

(5) 物理過程

MM5 で考慮される物理素過程およびそれらの相互関係を図-A.1 に示す．主な物理過程は，雲微物理過程，積雲過程，地表面過程，大気境界層過程，放射過程であり，それぞれが互いに影響し合っている．MM5 では，各物理過程に対してそれぞれ複数個の計算スキームが選択可能になっている．

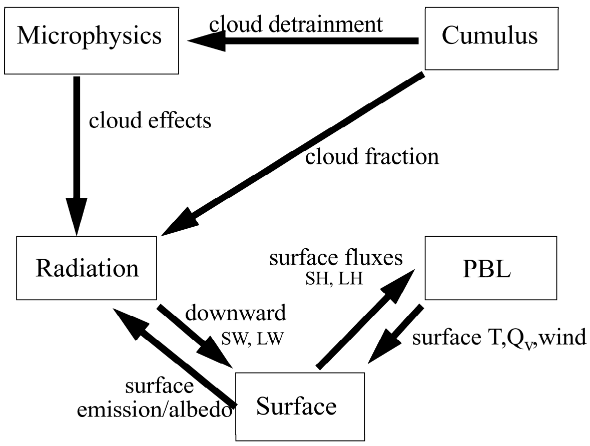


図-A.1 MM5 で考慮される物理素過程とそれらの相互関係(MMM-NCAR，2001)

参考文献

斉藤和雄（1999）：非静力学モデルの分類，気象研究ノート，第 8 章，日本気象学会，p.195.

Dudhia, J. A. (1993)：nonhydrostatic version of the Penn State-NCAR Mesoscale model: Validation tests and simulation of an Atlantic cyclone and cold front, Mon. Wea. Rev., Vol.121, pp.1493-1513.

Grell, G., J. Dudhia and D. Staufer (1995)：description of the Fifth-Generation of the Penn. Sate/NCAR Mesoscale Model (MM5), NCAR Technical Note.

Klemp, J. B. and D. R. Durra (1983): An upper boundary conditoin permitting internal gravity wave radiation in numerical mesoscale models, Mon. Wea. Rev., Vol.111, pp.430-444.

MMM-NCAR (2001)：PSU/NCAR Mesoscale Modeling System Tutorial Class Notes and User's Guide, MM5 Modeling System Version 3.

付録 B　波浪モデル SWAN

SWAN はデルフト工科大学で開発された第 3 世代の浅海域波浪推算モデルである．ここでは，SWAN(CycleⅢ version40.31)の概要について説明する(Holthuijsen ら，2004)．

(1)　基礎方程式（作用密度平衡方程式）

流れがある状態では波浪の方向スペクトルは保存されず，作用密度が保存されるため，SWAN では波浪の方向スペクトル $E(\sigma,\theta)$ ではなく作用密度スペクトル $N(\sigma,\theta)$ を用いている．独立変数は相対周波数 σ および波向 θ である．また $N(\sigma,\theta)=E(\sigma,\theta)/\sigma$ である．SWAN では，直交座標系と球面座標系の２つの基礎方程式が用意されており，直交座標系の場合は次式で表される．

$$\frac{\partial}{\partial t}N+\frac{\partial}{\partial x}c_xN+\frac{\partial}{\partial y}c_yN+\frac{\partial}{\partial \sigma}c_\sigma N+\frac{\partial}{\partial \theta}c_\theta N=\frac{S}{\sigma} \tag{B.1}$$

ここで c_x， c_y， c_σ， c_θ はそれぞれ実空間・スペクトル空間 x， y， σ， θ 上での伝播速度であり，各成分波の位相速度 c と群速度 c_g，定常流流速ベクトル $\vec{U}=(U,V)$，波数ベクトル $\vec{k}=\left(k_{x,}k_y\right)$ を用いて，

$$c_x=c_g\cos\theta+U \tag{B.2}$$

$$c_y=c_g\sin\theta+V \tag{B.3}$$

$$c_\sigma=\frac{\partial}{\partial t}\left(\sqrt{gk\tanh(kh)}=\vec{k}\cdot\vec{\mathrm{U}}\right) \tag{B.4}$$

$$c_\theta=\frac{c_g}{c}\left[\sin\theta\frac{\partial c}{\partial x}-\cos\theta\frac{\partial c}{\partial y}\right]-\frac{1}{k}\left(\sin\theta\frac{\partial}{\partial x}-\cos\theta\frac{\partial}{\partial y}\right)\left(\vec{k}\cdot\vec{U}\right) \tag{B.5}$$

と表される．式(B.1)の左辺の第 1 項は，作用密度の時間変化率を表し，第 2，第 3 項は，空間的な作用密度の伝播を表す．それぞれ c_x， c_y は x 方向および y 方向の伝播速度を表す．第 4 項は，水深と流れの時間変化による相対周波数の変化を表す(σ 空間の伝播速度 c_σ)．第 5 項は水深と流れによる波の屈折を表す(θ 空間の伝播速度 c_θ)．右辺の項 $S\left(=S(\sigma,\theta)\right)$ は，波の生成，散逸および非線形波浪成分間の相互作用の影響を表すエネルギーソース関数である．この関数 S については後に述べる．伝播速度の式(B.2)～式(B.5)は線形波動理論(Whitham, 1974；Mei, 1997；Dingemans, 1997)から得られる．直交座標系での作用密度方程式(B.1)を地球上の球面座標系に書き換えると以下のようになる．

$$\frac{\partial}{\partial t}N+\frac{\partial}{\partial \lambda}c_\lambda N+(\cos\varphi)^{-1}\frac{\partial}{\partial \varphi}c_\varphi\cos\varphi N+\frac{\partial}{\partial \sigma}c_\sigma N+\frac{\partial}{\partial \theta}c_\theta N=\frac{S}{\sigma} \tag{B.6}$$

ここで c_λ， c_φ， c_σ， c_θ は

$$c_\lambda = \frac{c_g \sin\theta + V}{R\cos\varphi} \tag{B.7}$$

$$c_\varphi = \frac{c_g \cos\theta + U}{R} \tag{B.8}$$

$$c_\sigma = \frac{\partial}{\partial t}\left(\sqrt{gk\tanh(kh)} - \vec{k}\cdot\vec{U}\right) \tag{B.9}$$

$$c_\theta = \frac{c_g \sin\theta \tan\varphi}{R} + \frac{1}{kR}\left(\sin\theta\frac{\partial}{\partial\varphi} - \frac{\cos\theta}{\cos\varphi}\frac{\partial}{\partial\lambda}\right)\left(\sqrt{gk\tan(kh)} - \vec{k}\cdot\vec{U}\right) \tag{B.10}$$

である．またφ，λ，Rはそれぞれ緯度，経度，地球の半径である．式(B.1)，式(B.6)の右辺のエネルギーソース関数Sは次のように表される．

$$S(\sigma,\theta) = S_{in} + S_{ds} + S_{br} + S_{bf} + S_{nl} + S_{tri} \tag{B.11}$$

ここで，S_{in}は風から波へのエネルギー輸送項，S_{ds}は白波砕波によるエネルギー散逸項，S_{br}は浅水砕波によるエネルギー散逸項，S_{bf}は海底面摩擦によるエネルギー散逸項，S_{nl}は4波波浪成分間での非線形相互作用によるエネルギー輸送項，S_{tri}は3波波浪成分間での非線形相互作用によるエネルギー輸送項である．SWANの特徴は，S_{br}および，S_{tri}を直接的に考慮している点にある．

(2) 数値計算手法

SWANでの作用密度平衡方程式の積分は5次元すべて(時間，実空間，スペクトル空間)を有限差分スキームを用いて計算される．計算時間は伝播項とソース項の連立積分のために単一時間ステップで分割されている．また実空間もx，y方向へそれぞれ一定の解像度Δx，Δyを持つ矩形グリッドで分割され，スペクトル空間は，一定の方向分割$\Delta\theta$および相対周波数$\Delta\sigma/\sigma$(対数分布)で分割される．また周波数スペクトルは自由に範囲を選択でき，低周波部分と高周波部分をカットした範囲内で分割される．

参考文献

Dingemans, M. W., (1997)：Water wave propagation over uneven bottoms. Part 1 -linear wavepropagation, Advanced Series on Ocean Engineering, 13, World Scientific, p.471.

Holthuijsen, L. H., N. Booij, R.C. Ris, IJ.G. Haagsma, ATMM Kieftenburg, E. E. Kriezi, M. Zijlema and A. J. van der Westhuysen (2004)：SWAN CycleⅢ Ver.40.31 USER MANUAL.

Mei, C. C., (1983)：The applied dynamics of ocean surface waves, Wiley, New York, p.740.

Whitham, G. B., (1974)：Linear and nonlinear waves, Wiley, New York, p.636.

謝辞

本論文は，数多くの方々にご指導，ご協力頂きました．ここに記して感謝の意を表します．

本研究を遂行するに当たり，終始一貫した御指導，御鞭撻を賜った岐阜大学大学院工学研究科環境エネルギーシステム専攻 安田孝志教授に深く感謝の意を表します．安田先生には，今後の私の人生に多くの可能性を与えて頂き本当に感謝しています．

岐阜大学大学院工学研究科環境エネルギーシステム専攻 小林智尚助教授には，暖かい御助言と御指導を頂きました．深く感謝致します．

岐阜大学大学院工学研究科環境エネルギーシステム専攻 吉野純助手には，特に台風の計算において貴重な御助言をいただきました．深く感謝致します．

神戸大学海事科学部海洋情報科学講座 大澤輝夫助教授には，神戸大学に移られてからも岐阜大学在籍時と変わらぬ御指導を頂きました．心より感謝の意を表します．

本論文を審査して頂いた，岐阜大学工学部生産開発システム工学専攻 藤田裕一郎教授，篠田成郎教授には，審査や公聴会を通して有益な御助言を頂きました．心より感謝の意を表します．

岩手大学工学部建設環境工学科 小笠原敏記氏には，研究面に限らず様々な御助言，励ましを頂きました．心より感謝の意を表します．

本研究で実施したシミュレーションや実験は，伊藤秀文君，久保田踊児君および林雅典君に協力して頂きました．彼らの献身的な手助け無しに本論文は完成し得なかったと思います．ここに謝意を表します．

岐阜大学大学院博士後期課程 社会人ドクターコースに在籍された橋本篤氏，鵜飼亮行氏，川口浩二氏，家村健吾氏および橋本孝治氏には，研究者として，社会人としてあるべき姿を教えて頂きました．ここに謝意を表します．

同じ博士後期過程に在籍する井坂健司氏および深尾一仁氏には，充実した研究生活を共に過ごすことができたことに感謝します．また，自然エネルギー研究室の諸氏に感謝の意を表します．

本論文で使用した観測データは，愛知県企業庁・中部国際空港株式会社，(財)電力中央研究所および国土交通省中部地方整備局から御提供頂きました．ここに謝意を表します．

最後に，私が研究者の道を志す切っ掛けを与えて頂いた故濱中建一郎教授に感謝の意を表します．濱中先生には，私の基礎となるあらゆることを教えて頂きました．本当にありがとうございました．