

Numerical Modelling of Currents in Estuaries

矢野 真一郎
Shinichiro YANO

1. はじめに

沿岸域の総合管理(Integrated Coastal Zone Management: ICZM)の必要性が言われ始めて久しいが、その中で利用される技術的なツールの一つとして数値モデルがある [Jones *et al.*(2002)]. 海象を予測, 再現するには波浪と流れの両方をシミュレートする必要があるが, 現象の時空間スケールの違いから個別に取り扱われてきた. 本稿では, それらのうち流れのモデルについて概説する.

沿岸域を対象とした流れのシミュレーションは, 物理現象の純粋な理解から近年の環境問題への対応まで幅広い分野で利用されてきた. 例えば, 我が国の土木関連分野だけを見渡しても, 東京湾の青潮発生メカニズムの研究 [中辻ら(1995), 佐々木ら(1996), 田中ら(1997a)など], 大阪湾の残差流系に関する研究 [Nakatsuji and Fujiwara(1997)など], 伊勢湾の残差流系に関する研究 [杉山ら(1994)など], 有明海における近年の環境異変に関する研究 [田中ら(2002), 灘岡・花田(2002), 藤原ら(2004)など], 底泥輸送のモデル化に関する研究 [中川(2003)など], 八代海における台風 9918 号による高潮災害に関する研究 [山下・中川(2001)], サンゴやベントスの浮遊幼生や魚類の仔魚の分散過程に関する計算 [日向・戸簾(2005)など], 大阪湾における関西国際空港や伊勢湾における中部国際空港の建設など大型公共事業に関する環境アセスメント, など枚挙に暇がない.

沿岸域というまでもなく, 海域と陸域の接点になる領域である. その定義は, ややあいまいなところがあるが, 一般的には海岸から大陸棚外縁までの海域とされている. また, 気圏・水圏・地圏の相互作用が発生する最も複雑な領域とも考えられる. また, 沿岸域は陸域からの栄養塩が河川から直接流入し, かつ浅いため, 一次生産が活発に行われ, さらに産卵や稚魚の育成場となる藻場や鳥類が餌場とする干潟が存在するなど, 生態系を考える上で非常に重要なフィールドである. 沿岸域は, 地形的に開放性の海域と(半)閉鎖性の海域に分けられるが, 一般に閉鎖性の沿岸域である内湾域についての関心が高い. それは, 閉鎖性内湾に特有の静穏さから良好な港湾を建設しやすく, 後背地に大都市が展開されたことから, 人間活動の結果として環境や生態系の疲弊など多くの問題が発生してきたためである.

そこで, 本稿は閉鎖性海域である「エスチャリー」を対象とした数値モデルについて取り扱うことにした. エスチャリーは感潮河川域から河口とそれに接する内湾域までを含む水域を指すと考えられるが, 陸域から運ばれる有機物, 栄養塩類, ならびに土砂にとってこの水域は海域の入り口であり, そこは外海である海洋にとって一種のフィルターとなっている. すなわち, 干潟と同様にエスチャリーには, 陸域起源の物質が海洋へ直接流出するのを緩和する機能がある. そのプロセスの評価において, 流れは最も基本的な物理現象であり高精度なシミュレーションが求められる. エスチャリーの流れの数値モデルに関してはこれまでも本講習会で取り扱われており, 中辻(1994)や佐々木(1998)などの優れた解説がある. 彼らは, 自身が開発した数値モデルを中心に解説しているので, 本稿ではエスチャリーの流動モデルを取り扱う際に必要である一般的な内容を中心に詳細に解説し, よく利用されている標準的なモデルについても簡単な説明を加えることとした.

2. エスチャリーの定義

エスチャリー(estuary)の語源は、16世紀に遡り、ラテン語の *aestuarium* (湿地(marsh)や水路(channel)の意味をもつ)にあると言われている。その言葉自体は、*aestus* (潮汐(tide)や夏を意味する *aestas* に関連したうねった運動(billowing movement))を語源にもつ [McLusky and Elliott(2004)]。したがって、語源的には潮汐のある水域がエスチャリーとなる。

一方、エスチャリーが研究対象となって以降、多くの研究者がエスチャリーの定義を行ってきた。それらは、各研究分野の視点を反映したものとなっており、40以上の異なる定義があるとも言われている [Dyer (1997)]。最も有名で長年利用されてきた定義としては、Pritchard(1967)による”an estuary is a semi-enclosed coastal body of water which has a free connection with the open sea and within which sea water is measureably diluted with fresh water derived from land drainage”がある。また、最近、柳(2007)により紹介されたため再認識されたFisher(1976)によるやや文学的とも思われる表現”estuaries are something like pornography—hard to define exactly, but we know one when we see one”も有名である。さらに、Fairbridge(1980)による”an estuary is an inlet of the sea reaching into a river valley as far as the upper limit of tidal rise”や、Day(1980)による”a partially enclosed coastal body of water which is either permanently or periodically open to the sea and within which there is a measurable variation of salinity due to the mixture of sea water with freshwater derived from land drainage”などの定義もある。我が国でエスチャリー・エンジニアリングを提唱した中辻(2000)によると、エスチャリーは「密度差によって誘起される流れの卓越した沿岸域あるいは内湾を含む河口・沿岸域」と定義されている。いずれにしても、現在でもまだ定義については議論されており [Elliott and McLusky(2002), Ferreira *et al.*(2006)など]、決定的なものが存在していないが、(1)潮汐があること、(2)淡水と海水が混合していること、(3)閉鎖性であること、が条件として必要と考えて良い。なお、汽水域(brackish waters)という言葉もあるが、通常は淡水と海水が混ざってそれらの中間的な塩分をもつ水域をいう。ただし、我が国では行政用語としての汽水域は意味が異なっており、「縦断的には平常時の河川水位が満潮位と同程度の水位となる地点から河口の前置斜面まで、横断的には堤外地及び河口幅の数倍程度の沿岸」となっているので注意が必要である [汽水域の河川環境の捉え方に関する検討会(2004)]。

さらに、近年になって、ROFI(Region of Freshwater Influence) [Simpson(1997), Souza and Simpson(1996), Sharples and Simpson(1995)など] や transitional waters [McLusky and Elliott(2007)] という概念が利用されるようになってきた。前者は、「沿岸域(shelf sea regime)とエスチャリーの間の領域で、沿岸からの局所的な淡水の浮力加入が、沿岸域全体の季節的な熱の加入と比べて同程度か大きい」ものをいう [Simpson(1997)]。したがって、定義はエスチャリーとは異なるが、Gulf type の ROFI という分類もあるので、大きな内湾に河川水が流入する場合は、その内湾域を ROFI と呼んでも良いようである [例えば、Fujiwara *et al.* (1997)]。一方、後者は EU における行政用語として、河川域と海域の中間的な塩分をもち、主に淡水流の影響を受ける水域と定義されている。これらは、定義がエスチャリーよりやや厳密であるため広く使われる可能性がある。

なお、エスチャリーの地形・潮汐条件・混合条件による分類方法については、幾つかの成書 [例えば、Dyer(1997), Open University Course Team(1999), McLusky and Elliott(2004)など] に紹介されているので、そちらを参照されたい。また、物理過程に関する最近の研究動向に関するレビューが Uncles(2002)により行われているので、こちらも参考にさせていただきたい。

3. エスチャリーの流動モデル

3. 1 数値モデルの発展史

水工学分野において情報科学(informatics)との融合を提唱し、“Hydroinformatics”を創設した Abbott は水

工学における数値モデルの発展段階を「世代(generation)」という言葉で整理している。Abbott(1994)によると、数値モデルは手計算による第一世代モデル、コンピュータによる計算を前提として対象毎に個別に開発されていた第二世代モデルを経て、汎用性を持った第三世代モデルへと発展してきた。第二世代から第三世代への発展期においては、Computational Hydraulics(CH)の学問分野が確立されていった。ここまでは、CHのエキスパートが開発から使用までを受け持ってきた。ところが、1980年代に入るとパソコンなどのend-userの計算環境が飛躍的に発展し始めて、数値シミュレーションのコストパフォーマンスが優れた時代に突入した。そこで、いわゆる第四世代モデルの発展が始まった。第四世代数値モデルの特徴は、(1)CHのエキスパート以外にも設計や管理業務に利用し始めたこと、(2)開発をCHエキスパートが、利用はそれ以外の人分担する分業化が進んだこと、(3)製品化されたこと、(4)より広い分野への利用が促進されたこと、(5)純粋な科学的研究から応用研究へとシフトしたこと、などとなっている。したがって、本稿で解説する数値モデルは第三世代から第四世代にわたるものといえる。ちなみに、Hydroinformaticsでは、今後発展していくモデルを第五世代と位置づけており、人工知能(Artificial Intelligence: AI)の活用が大きな違いと説明されている。また、水工学の専門家以外(生態学者、化学者、堆積学者などや一般的な市民など)への利用が促進され、openな作業環境が提供されていくと予想されている。そして、第四世代から第五世代をカバーするのが、Hydroinformaticsであるとしている。

エスチャリーの流れに関する数値モデルの開発状況をたどっていくと、比較的初期の段階では潮汐・潮流を計算するための1次元モデルや平面2次元モデル(depth-averaged 2D model)が利用されてきた。離散化には有限差分法を利用するのが一般的であった。1次元モデルは、感潮河川域のように卓越した主流方向が存在する場合に利用でき、断面平均された基礎式を利用して計算を行う。平面2次元モデルは、3次元の基礎式を水深平均したもの(浅水方程式)を使用するモデルであり、水深平均された水平方向流速成分(\bar{U} , \bar{V})と潮位 η の平面分布を計算する。一般的にエスチャリーでは水深スケール(10~100m)と比べて水平スケール(10~100km)が大きいので、流れや水質などの平面的な空間構造を把握するために利用されてきた。Leendertse(1967, 1970)やLeendertse and Gritton(1971)がADI(Alternating Direction Implicit)法を適用したモデルは、エンドユーザーの計算機環境がそれ程整っていなかった70~80年代において計算時間を節約できたため内湾域の潮流パターンや物質輸送を解析するツールとして重宝された。我が国では、金子ら(1975)が同じモデルを大阪湾の計算に導入し、他の内湾に対しても広く使われた。平面2次元モデルは、一般曲線座標系を利用したモデル[例えば、千葉・武本(2003)など]や有限要素法によるモデル[川原ら(1976), 春名・松梨(1979)など]が開発され、平面的な地形特性を正確に取り入れた計算が必要であるが3次元モデルでは計算負荷が高いため高解像度の計算が行えない場合などに利用されている[例えば、田井・矢野(2007)など]。

その後、密度成層の効果を取り入れるために鉛直方向の密度分布が計算可能なモデルの必要性が高まったが、内湾については平面2次元モデルを内部境界面で2層化(または多層化)したモデルが開発された。このタイプのモデルは、各層内で密度を一定として層平均された基礎方程式が適用され、レイヤーモデル(layer model)と呼ばれている。未知量は、各層の水平方向の層平均流速と潮位、ならびに内部界面の変位である。大阪湾において物質循環モデルを用いた水質分布の再現計算[堀江・細川(1983)]などに利用されたが、成層状態から混合状態、またはその逆の変化や密度分布の時間変化を伴う計算に利用できないこと、ならびに地形の急変部で不安定になる、などの問題点から現在ではあまり利用されていない。一方、各層における密度変化を計算できるモデルとして、鉛直方向に固定されたグリッドを使用するレベルモデル(level model)が平行して開発された[Leendertse *et al.*(1973), 堀口ら(1977, 1978), 市原ら(1980)など]。未知量は、各層の水平方向の流速、鉛直方向の流速、潮位、ならびに密度(塩分や水温を平行して解く必要あり)である。この段階で、エスチャリー研究で求められる潮流・密度流・吹送流などが計算可能な現在利用されている3次元モデルの原型が出来上がったと考えて良い。しかし、デカルト座標系の使用に伴う海底地形の再現性の問

題, 計算アルゴリズムに伴う計算負荷の問題, 高次乱流モデルの未導入など種々の問題があり, 改良が加えられていった. (ちなみに, 海洋の分野では, 波速が大きいため計算時間刻みを非常に小さくする必要のある表面重力波を水表面の変位をゼロとおくことで計算せずに済ませた rigid-lid 近似を導入した 3次元モデリングが 60年代に始まっている [Bryan and Cox(1968), Bryan(1969)].)

一方, 感潮河川域については, 1次元モデルを多層化, もしくは3次元モデルを河川の幅方向に積分した鉛直2次元モデル(laterally averaged 2D model, 2D side-view model)が開発された [例えば, Hamilton(1975), Blumberg(1977)など]. 基本的には内湾のモデルと鉛直構造は同様のモデリングが行われてきたが, 幅方向に一様性を仮定するか, 幅方向の分布特性を分散係数として評価するかにより, 分類される. 内湾のモデルと同様に現在までに種々の改良が行われている.

以下に, エスチャリーの流れのモデリングに必要な基礎的事項を詳説し, 現在利用されているいくつかのモデルについて解説する.

3. 2 基礎方程式系

エスチャリーの流れの基礎方程式は, 以下に示すデカルト座標系における回転系の3次元の運動方程式, 連続式, 密度の状態方程式, ならびに塩分と水温の輸送方程式である.

運動方程式 (3次元の RANS(Reynolds-Averaged Navier-Stokes)方程式)

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} - fV = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial x} \tau_{xx} + \frac{\partial}{\partial y} \tau_{yx} + \frac{\partial}{\partial z} \tau_{zx} \right) \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} + fU = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial x} \tau_{xy} + \frac{\partial}{\partial y} \tau_{yy} + \frac{\partial}{\partial z} \tau_{zy} \right) \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + U \frac{\partial W}{\partial x} + V \frac{\partial W}{\partial y} + W \frac{\partial W}{\partial z} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial}{\partial x} \tau_{xz} + \frac{\partial}{\partial y} \tau_{yz} + \frac{\partial}{\partial z} \tau_{zz} \right) \quad (3.3)$$

連続式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho W)}{\partial z} = 0 \quad (3.4)$$

密度の状態方程式

$$\rho = \rho(S, T) \quad (3.5)$$

塩分の輸送方程式

$$\frac{\partial S}{\partial t} + U \frac{\partial S}{\partial x} + V \frac{\partial S}{\partial y} + W \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} F_{Sx} + \frac{\partial}{\partial y} F_{Sy} + \frac{\partial}{\partial z} F_{Sz} \quad (3.6)$$

水温の輸送方程式

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U \frac{\partial T}{\partial x} + V \frac{\partial T}{\partial y} + W \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} F_{Tx} + \frac{\partial}{\partial y} F_{Ty} + \frac{\partial}{\partial z} F_{Tz} + S_T \quad (3.7)$$

ここで, x, y : 水平方向の座標, z : 鉛直方向の座標 (上向きに正), t : 時間, $U(x, y, z, t), V(x, y, z, t), W(x, y, z, t)$: x, y, z 方向の流速成分, $p(x, y, z, t)$: 圧力, $\rho(x, y, z, t)$: 密度, $\tau_{xx}(x, y, z, t), \tau_{xy}(x, y, z, t)$ など: せん断応力 (分子粘性応力は Reynolds 応力に比べて小さいので, 実質的には Reynolds 応力と考える), f : コリオリ・パラ

メータ, g : 重力加速度, $S(x, y, z, t)$: 塩分, $T(x, y, z, t)$: 水温, $F_{Sx}(x, y, z, t)$ など: 塩分の各方向の乱流拡散 flux, $F_{Tx}(x, y, z, t)$ など: 水温の各方向の乱流拡散 flux, S_T : 日射 (短波放射) による熱源項である.

コリオリ・パラメータ f は, 地球の自転の角速度を $\Omega_{rot}(=7.292 \times 10^{-5} \text{s}^{-1})$, 対象海域の緯度を ϕ とすると, 次式で表される.

$$f = 2\Omega_{rot} \sin \phi \quad (3.8)$$

我が国は, $\phi=30\sim45$ 度の中緯度地帯に大部分が含まれるので, f は $0.7\sim1.0 \times 10^{-4}(\text{s}^{-1})$ 程度の値をもつ. f は緯度の関数であるため, 厳密には海域内で南北方向に空間分布を持つが, 本稿で対象とするような内湾規模のスケールでは一定値と仮定してもよい (f -plane 近似).

また, コリオリ力が流れに影響を与えるには, 対象海域の水平スケールが Rossby 半径以上である必要があるが, Rossby 半径は密度が一様な場合と成層状態では異なる. 密度一様な場合には, 順圧的(barotropic)な流れとなり, Rossby 半径は次式で表される外部 (変形) 半径((external) Rossby radius of deformation)を考える.

$$\lambda_R = \frac{\sqrt{gh}}{|f|} \quad (3.9)$$

ここで, h : 水深である. 一方, 密度成層が発達した場合は傾圧的(baroclinic)な流れとなり, 2層モデルで考えた次式で表される内部 (変形) 半径(internal Rossby radius of deformation)を考える.

$$\lambda_I = \frac{\sqrt{g^* h^*}}{|f|} = \frac{1}{|f|} \sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} g \frac{h_{upper}(h-h_{upper})}{h}} \quad (3.10)$$

ここで, ρ : 海水の密度 (下層の流体の密度), $\Delta\rho$: 上層と下層の密度差, h_{upper} : 上層の厚さである. また, $g^*=(\Delta\rho/\rho)g$ を有効重力(reduced gravity)と呼ぶ. 一例として, $\rho=1030\text{kg/m}^3$, $\Delta\rho=30\text{kg/m}^3$, $h_{upper}=10\text{m}$ と仮定した場合の Rossby 内部半径と外部半径について, 我が国の代表的な内湾の値を表 3-1 に示す. λ_R はおおよそ λ_I の 10 倍程度であることが分かる. また, 湾のスケールと比べて外部半径は大きい, 内部半径は小さく, 密度成層した場合は回転の影響を受けることが分かる.

表 3-1 日本の代表的な内湾のスケール

名前	平均水深(m)	湾口幅(km)	湾幅(km)	湾軸長(km)	表面積(km ²)	λ_R (km)	λ_I (km)	主要河川による淡水流量(m ³ /s)	湾奥での潮汐振幅*(cm)	
									M ₂	M ₂ + S ₂
東京湾	16	7.3	20	80	1380	148	12.2	200	55.3 (市原)	81.4
伊勢湾	20	11.4	30	60	1738	169	14.4	600	65.4 (名古屋)	96.3
大阪湾	28	8.8	36	60	1447	201	16.4	300	30.9 (大阪)	48.1
有明海	20	4.4	18	96	1700	177	15.1	260	172.1 (住ノ江)	246.9
八代海	22	1.5	10	70	1200	187	15.2	120	112.4 (八代)	157.7

注) *日本沿岸調和定数表 (海上保安庁) による.

短波放射による熱源項 S_T については, 例えば, 海面上での有効日射量 Q_s [W/m²] のうち海面で吸収されなかった分が指数関数型で水深方向に減衰するとして, 次式で与えられる.

$$S_T = \frac{1}{\rho C_p} \frac{dq}{dz} = \frac{\alpha}{\rho C_p} (1 - \beta) Q_s \exp\{-\alpha(\eta - z)\} \quad (3.11)$$

ここで、 C_p : 比熱 [J/kg/K], β : 海面での吸収率, α : 消散係数 [m^{-1}] である。

さて、ここまで紹介した基礎方程式系を使用したモデルは、仮定なし^{注1)}に完全な3次元流れ場・圧力場を計算できるという意味で、純粋3次元モデルや Full 3D モデルなどと呼ばれる。(注1: 鉛直流速 W によるコリオリ力と鉛直方向のコリオリ力の項は、通常他の項より小さいと見なせるので省略している [小倉(1978)など].) この場合、流れの物理量(流速と圧力)を解く際に、圧力の時間発展を直接求められる形式になっていないため、流速場を満足できる圧力場を計算するために反復計算を行い、計算コストが非常に大きくなる。そこで、エスチャリーの流れを解く際には、通常は静水圧近似(hydrostatic approximation)を仮定する。つまり、エスチャリーでは水深(10~100m)に比べて水平方向のスケール(10~100km)が圧倒的に大きいことと、物理現象の時間スケール(数時間~数十時間)が大きいことから、鉛直方向流速の加速度項と(渦)粘性項は重力項に比べて非常に小さいので、次式で近似できる。

$$0 = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (3.12)$$

この式を、水表面($z=\eta$)で $p=p_a$ (大気圧) とし、密度を $\rho=\rho_0+\rho'$ のように基準密度 ρ_0 とそれからの偏差 ρ' に分離して鉛直積分すると、

$$p(z) = -g \int_z^{\eta} \rho dz = p_a + \rho_0 g (\eta - z) + g \int_z^{\eta} \rho' dz \quad (3.13)$$

が得られる。ここで、 $\eta(x, y, t)$: 平均水面からの水面変位(上向きに正)である。

また、密度の変化は重力加速度を含む項についてのみ考慮する Boussinesq 近似を仮定することで、運動方程式の水平方向成分(3.1), (3.2)は、次式に書き直される。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} - fV = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial}{\partial x} \tau_{xx} + \frac{\partial}{\partial y} \tau_{yx} + \frac{\partial}{\partial z} \tau_{zx} \right) \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} + fU = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial}{\partial x} \tau_{xy} + \frac{\partial}{\partial y} \tau_{yy} + \frac{\partial}{\partial z} \tau_{zy} \right) \quad (3.15)$$

さらに、連続の式(3.4)についても密度の変化が小さいことより、次式に書き直される。

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (3.16)$$

したがって、静水圧近似と Boussinesq 近似を仮定したモデルは、(3.13)式により水面変位から圧力分布を算定し、鉛直方向流速 W は連続の式(3.16)から計算される。このようなモデルを、順3次元モデル(quasi-3D model)と呼び、Full 3D モデルと区別している。また、海洋物理の分野では、静水圧近似を仮定した(3.13)~(3.16)の方程式系を primitive 方程式^{注2)}と呼ぶ。(注2: なぜそう呼ぶかは、小倉(1978), p.109 に記載されている.)

最後に、状態方程式について説明する。海水密度の状態方程式は、数多くの経験式が提案されているが、エスチャリーのモデルでよく利用されている代表的なものについてのみ紹介する。

・国際海水状態方程式 1980(EOS80) :

これは、1980年に UNESCO の国際海洋常用表および標準に関する委員会で採択された式であり、現在国際的な基準となっている。大変複雑な式であり計算に時間が掛かることと精度が数値モデルで要求されるものより非常に高いため、そのままの形で数値モデルに利用されることは少ない。[式形は、気象庁(1999),

Gill(1982)を参照されたい.] Mellor(1991)は、この式を簡単化した次式を提案している。

$$\rho(S, \Theta, p) = \rho(S, \Theta, 0) + 10^4 \frac{p}{c^2} \left(1 - 0.20 \frac{p}{c^2} \right) \quad (3.17)$$

$$c = 1449.2 + 1.34(S - 35) + 4.55\Theta - 0.045\Theta^2 + 0.00821p + 15.0 \times 10^{-9} p^2$$

ここで、 ρ : 密度 [kg/m³], S : 塩分 [‰], Θ : 温位 [°C], p : 圧力 [dbar] で表記されている。 $p=0$ の密度は厳密な式から計算される。

・ Knudsen の式: [気象庁(1970)を参照]

σ_t [g/cm³] を塩素量 Cl [‰] と水温 T [°C] の関数で表示したもの。

$$\sigma_t = \Sigma_t + (\sigma_0 + 0.1324) \{ 1 - A_t + B_t (\sigma_0 - 0.1324) \} \quad (3.18)$$

$$\sigma_0 = -0.069 + 1.4708Cl - 0.001570Cl^2 + 0.0000398Cl^3$$

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

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

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

なお、 σ_t の定義と塩素量と塩分の関係は以下の通りである。

$$\sigma_t = (\rho - 1) \times 1000 \quad (3.19a)$$

$$S = 1.80655Cl \quad (3.19b)$$

・ Mamaev の式: [Mamaev(1964), 柳(2001)を参照]

1気圧下において密度 ρ [kg/m³] を塩分 S [‰] と水温 T [°C] の関数で表示したもの。

$$\rho = 1028.14 - 0.0735T - 0.00469T^2 - (0.802 - 0.002T)(S - 35) \quad (3.20)$$

・ Eckart の式: [Eckart(1958)]

$$\rho = \frac{1000P_0}{\lambda + 0.6980P_0} \quad (3.21)$$

$$\lambda = 1779.5 + 11.25T - 0.0745T^2 - (3.80 + 0.01T)S$$

$$P_0 = 5890 + 38T - 0.375T^2 + 3S$$

ここで、 ρ : 密度 [kg/m³], S : 塩分 [ppt], T : 水温 [°C] で表記されている。

3. 3 乱流 closure モデリング

水平方向の運動方程式(3.14), (3.15)において、せん断応力 τ_{α} などは Reynolds 応力と考えると良い。未知量である Reynolds 応力を平均流と結びつけて方程式系を close させるために乱流モデルの導入が必要になる。 x, y, z 方向をそれぞれ $i, j=1, 2, 3$ と見なし、Boussinesq の渦動粘性の仮定を導入すれば、次式が成り立つ。

$$\frac{\tau_{ij}}{\rho_0} = -\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (3.22)$$

ここで、 u_i : は流速の乱れ成分, ν_t : 渦動粘性係数(eddy viscosity), k : 乱れエネルギー(=1/2($\overline{u_i u_i}$)), δ_{ij} : Kronecker

の δ (=1: $i=j$ のとき, =0: $i \neq j$ のとき) である。 $i \neq j$ の場合に現れる k は、法線応力として作用するため圧力に含めて考えて陽的に考えず、右辺第一項の勾配拡散型のみで記述する [Rodi(1993)]。一方、本稿で考えるエスチャリーのような場では、水平方向と鉛直方向で空間スケールが異なることや鉛直方向については密度成

層に起因する乱れのダンピングが起こるので、水平方向と鉛直方向で渦動粘性係数の取り扱いを変えることが一般的である。そこで、水平方向と鉛直方向の渦動粘性係数をそれぞれ ν_{iH} , ν_{iV} とすると、次式が成り立つと仮定される。

$$\frac{\tau_{xx}}{\rho_0} = 2\nu_{iH} \frac{\partial U}{\partial x}, \frac{\tau_{yx}}{\rho_0} = \frac{\tau_{xy}}{\rho_0} = \nu_{iH} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right), \frac{\tau_{yy}}{\rho_0} = 2\nu_{iH} \frac{\partial V}{\partial y} \quad (3.23a,b,c)$$

$$\frac{\tau_{zx}}{\rho_0} = \nu_{iV} \frac{\partial U}{\partial z}, \frac{\tau_{zy}}{\rho_0} = \nu_{iV} \frac{\partial V}{\partial z} \quad (3.24a,b)$$

ここで、(3.24)式において、 $\frac{\partial W}{\partial x}, \frac{\partial W}{\partial y}$ が消去されたのはオーダーの評価により、 $\frac{\partial W}{\partial x} \ll \frac{\partial U}{\partial z}$ などが成り立つためである。また、(3.23)式を次式のように簡単化して使用する場合も多い [WL/Delft Hydraulics(2005)]。

$$\frac{\tau_{xx}}{\rho_0} = \nu_{iH} \frac{\partial U}{\partial x}, \frac{\tau_{yx}}{\rho_0} = \nu_{iH} \frac{\partial U}{\partial y}, \frac{\tau_{xy}}{\rho_0} = \nu_{iH} \frac{\partial V}{\partial x}, \frac{\tau_{yy}}{\rho_0} = \nu_{iH} \frac{\partial V}{\partial y} \quad (3.25a,b,c)$$

水平方向の渦動粘性係数 ν_{iH} の評価については、当初、適当な一定値を与えたり [Blumberg and Mellor(1983)など]、海域において乱流拡散に関する Richardson の 4/3 乗則が成立すること [Okubo(1971)] を援用して計算格子間隔の 4/3 乗に比例させた値を与えたりしていた [佐々木(1998)参照]。しかし、現在では渦動粘性係数の計算格子間隔(Δx)への依存性や時空間的な変化特性を表現できる SGS(sub-grid scale)モデルが一般的に適用されている。SGS モデルは、LES(Large Eddy Simulation)において計算格子間隔より大きい渦 (grid scale 成分) は直接計算し、計算格子間隔より小さい渦 (sub-grid scale 成分) は乱流の Kolmogoroff 相似則によりモデル化して渦動粘性係数に反映させるものである。SGS モデルの理論的背景や問題点は、数値流体力学編集委員会(1995)や大宮司ら(1998)の成書に詳しい。中辻ら(1992)は最も基本的な SGS モデルである Smagorinski モデル [Smagorinski(1963)]

$$\nu_{iH} = (C_S \Delta)^2 (2S_{ij} S_{ij})^{1/2} \quad (i, j = 1, 2) \quad (3.26)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), S_{ij} S_{ij} = S_{11}^2 + 2S_{12} S_{21} + S_{22}^2 = \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)^2$$

を適用して大阪湾の潮流解析を行っており、以後他のモデルでも利用されている。なお、式中のモデル定数 C_S を Smagorinski 定数と呼び、理論値は 0.2 となっている。この値を用いた LES は一様等方性乱流場をよく再現できるが、他の基本乱流場では 0.1~0.15 程度の値が適しており、複雑な乱流場では C_S の決定は難しいといわれている。海域の計算においては、中辻ら(1992)は大阪湾について浦賀水道での実測結果をもとに算定された $C_S=0.12$ の値を、Ezer and Mellor(2000)はメキシコ湾流(Gulf Stream)について $C_S=0.1$ の値を採用している。また、フィルター幅 Δ は、 $\Delta = (\Delta x \Delta y)^{1/2}$ とする。Smagorinski 定数 C_S については、本来その場の乱流の状態に依存する定数であることから、対象海域毎に異なることや同一の海域においても時空間的に変化する可能性があり、今後、精緻な現地観測に基づく検討が必要である。

鉛直方向の渦動粘性係数 ν_{iV} の評価については、密度成層が発達した場合の乱れの低減効果を取り入れたモデリングが必要となり、以下に示す乱流モデルを利用することが多い。乱流モデルは Reynolds 応力を渦動粘性係数に関連づける渦粘性型モデリングと Reynolds 応力を直接取り扱い、その輸送方程式をモデリングする 2 次モデリングに分けられる [数値流体力学編集委員会(1995)]。一方、モデルの中で利用される輸送方程式 (微分方程式) の数で分類する方法も良く使われる。ここでは、後者に沿って説明する。

・ 0 方程式モデル :

最も単純な方法は、 ν_{IV} に一定値を仮定する方法であるが、物理的な整合性がないため計算機環境の整ってきた現在では適用されることは少ない。次に、渦動粘性係数を代数的に表現する古典的な方法がある。すなわち、渦動粘性係数 ν_i が次元的に、代表長さスケール L と代表流速スケール \hat{U} の積に比例すると考えられるので、 L として水深 D を、 \hat{U} として海底面における摩擦速度 U_* を適用する方法や、Prandtlの混合距離モデル(mixing-length model)により、混合距離を l_m として適当な鉛直分布(例えば、Nikuradseの式[Rodi(1993)参照]やKarmanの式など)を仮定し、

$$\nu_i = l_m^2 \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| \quad (3.27)$$

と計算する方法がある。密度成層による渦動粘性係数の減衰効果について、密度成層していない状態、すなわち中立状態の鉛直方向の渦動粘性係数 ν_{IV0} を上述の方法で計算し、勾配型Richardson数(Ri数)

$$Ri = \frac{-g \frac{\partial \rho}{\partial z}}{\rho \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right\}} \quad (3.28)$$

により表された減衰関数(damping function) $F(Ri)$ で表現する方法がよく利用されてきた。安定成層状態での $F(Ri)$ についてMunk・Anderson型の関数形[Munk and Anderson(1948)]を用いた

$$\nu_{IV} = \nu_{IV0} F(Ri) = \nu_{IV0} (1 + \beta Ri)^\alpha \quad (3.29)$$

の形式が一般的である。ここで、モデル定数 α, β の決定が問題になるが、表3-2に一例を示すように多くの経験的な値が提案されている。中辻ら(1991)は、表層密度噴流の数値実験よりWebbの値を推奨している。なお、この形式では、密度躍層位置において鉛直方向の乱流fluxが0となることを再現できないため、臨界Ri数を設定し、Ri数が臨界Ri数を超えたときは乱流fluxを0とすることが求められる[田中(1993)]。

表 3-2 減衰関数のモデル定数値

文献	渦動粘性係数		渦動拡散係数	
	α	β	α_1	β_1
Munk and Anderson(1948)	-1/2	10	-3/2	10/3
Webb(1970)	-1	5.2	-1	5.2
Ueda <i>et al.</i> (1981)	-1	2.5	—	—

・ 1 方程式モデル :

代表流速スケール \hat{U} について、乱れエネルギー k により $\hat{U} = \sqrt{k}$ とすると、次式で渦動粘性係数を表現することができる。

$$\nu_i = C'_\mu \sqrt{k} L \quad (3.29)$$

これをKolmogorov-Prandtlの渦動粘性係数と呼ぶが、 L に対しては現象に対して適当な長さスケールを与え(混合距離を与える場合もある)、 k については以下に示す輸送方程式(k -方程式)を付け加えて解くことで渦動粘性係数を決定する kL モデルが代表的である。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ u_i \left(\frac{u_j u_j}{2} + \frac{p'}{\rho} \right) \right\} - u_i u_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{g}{\rho} \overline{u_3 \rho'} \quad (3.30)$$

ここで、 ν : 動粘性係数、 p' : 乱れによる圧力偏差、 ρ' : 乱れによる密度偏差である。また、右辺の第一項は乱流拡散(diffusion)、第二項はシアーによる生産(production by shear)、第三項は粘性散逸(viscous dissipation) (= $-\varepsilon$)、第四項は浮力による乱れエネルギーの生産(buoyant production)を意味している。通常、各相関は勾配型で近似され、次式で計算を行う。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_i}{\sigma_{ik}} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + \nu_i \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_D \frac{k^{3/2}}{L} + \frac{g}{\rho} \frac{\nu_i}{\sigma_{i\rho}} \frac{\partial \rho}{\partial x_3} \quad (3.31)$$

ここで、 $\sigma_{i\rho}$: 乱流 Prandtl/Schmidt 数^{注3)}、 $C_D = \varepsilon / C_D(k)^{2/3} / L$ で定義されるモデル定数、 σ_{ik} : モデル定数である。(注3: 熱輸送に対しては Prandtl 数、物質輸送に対しては Schmidt 数の語を使う。)

エスチャリーなどの浅海域での計算では、鉛直方向の渦動粘性係数 ν_v の評価に用いられるため、乱流拡散項や生産項において鉛直方向成分に比べて相対的に重要度が低い水平方向成分を無視した近似(境界層近似)を行い、次式で計算を行うことが多い [WL/Delft Hydraulics(2005)]。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U \frac{\partial k}{\partial x} + V \frac{\partial k}{\partial y} + W \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_i}{\sigma_{ik}} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + \nu_i \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right\} - C_D \frac{k^{3/2}}{L} + \frac{g}{\rho} \frac{\nu_i}{\sigma_{i\rho}} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (3.32)$$

・ 2方程式モデル:

2方程式モデルには多くのモデルが提案されているが、最もよく利用されているモデルは、以下に説明する $k-\varepsilon$ モデルである。また、局地気象の解析のために開発された Mellor-Yamada モデルは、モデルの簡略化によりレベル4からレベル1までに分類されているが、海洋やエスチャリーの解析で利用されるレベル2.5モデルは2方程式モデルに属するので、ここで紹介することにする。

1) $k-\varepsilon$ モデル

渦動粘性係数は、前述の(3.29)式と k -方程式中の粘性散逸項の形式から、乱れエネルギー k と乱れエネルギーの粘性散逸率 ε で次式のように表される。

$$\nu_i = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.33)$$

ここで、 C_μ : モデル定数 (=0.09) である。 $k-\varepsilon$ モデルでは、 k と ε の2つの輸送方程式を解くことで、渦動粘性係数を評価するモデルである。 k -方程式は上述の(3.31)式を用いる。 ε -方程式は次式で表される。

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_i}{\sigma_{i\varepsilon}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \left\{ \nu_i \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{g}{\rho} \frac{\nu_i}{\sigma_{i\rho}} \frac{\partial \rho}{\partial x_3} (1 - c_{3\varepsilon}) \right\} - c_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (3.34)$$

ここで、 $\sigma_{i\varepsilon}$: 乱流 Prandtl/Schmidt 数、 $c_{1\varepsilon}$, $c_{2\varepsilon}$, $c_{3\varepsilon}$: モデル定数である。標準的なモデルにおいて各モデル定数は、 $c_{1\varepsilon}=1.44$, $c_{2\varepsilon}=1.92$, $\sigma_{ik}=1.0$, $\sigma_{i\varepsilon}=1.3$ が適用される [Rodi(1993)]。浮力による生成項のモデル係数 $c_{3\varepsilon}$ については諸説あるが、安定成層で $c_{3\varepsilon}=1.0$ 、不安定成層で $c_{3\varepsilon}=0.0$ とする場合もある [WL/Delft Hydraulics(2005)]。

$k-\varepsilon$ モデルは等方性乱流を前提にしているため、密度成層が発達した場合の非等方性を計算できないという原理的な問題があるが、簡単で使いやすいことからエスチャリーの計算にも広く利用されている [田中ら(1997b)や工藤ら(2000)など]。一方、杉原ら(1998)は成層場における非等方性を考慮した $k-\varepsilon$ モデルを提案し、成層振動格子乱流場への適用結果から幅広い Ri 数に対応できることを実証している。ただし、鉛直1次元

的な解析しか行われておらず3次元計算への適用による検討が必要である。

2) Mellor-Yamada モデル

Mellor(1973)により, 乱れ速度(u_1, u_2, u_3)と温位の変動成分 θ で作られる10個の2次相関 $\overline{u_i u_j}, \overline{u_i \theta}, \overline{\theta^2}$ を記述する微分方程式^{注4)}を連立させて乾燥大気の乱流場を解くモデルが開発された。これを現在ではレベル4モデルと呼んでいる。(注4: 湿潤大気を取り扱う場合は混合比を変数として含むため, その変動成分 q_v との2次相関が5個増えて15個の微分方程式を連立させることになる。[Yamada and Mellor(1975), 山田(1992)]) Mellor and Yamada(1974)は, レベル4モデルの方程式の各項をオーダー評価することで方程式系を単純化して, 2個の2次相関($q^2, \overline{\theta^2}$)を記述する微分方程式と9個の2次相関 $\overline{u_i u_j}, \overline{u_i \theta}$ を記述する代数式に変換したものをレベル3モデルと呼んだ。ここで, $q^2 = \overline{u_i u_i}$ である。さらに, オーダー評価から全ての相関を代数式で表現したレベル2モデル, それをさらに簡略化したレベル1モデルを提案した。Yamada(1977)は, レベル3モデルにおいて $\overline{\theta^2}$ を代数方程式で解き, q^2 の微分方程式のみを使用するモデル提案し, レベル2.5モデルと呼んだ。一方, Mellor and Herring(1973)は, k と乱れの長さスケール l の積 kl を新たな変数として k と l を求める2方程式モデルである $k-l$ モデルを提案した。 l は乱流のmacroスケール(積分スケール)である。

現在, 海洋やエスチャリーの流れのモデルに適用されているMellor-Yamadaモデルは, Mellor and Herringの $k-l$ モデルを適用して乱流の長さスケールと流速スケールを求め, 2次相関をレベル2.5の代数式で求めるモデルとなっている。 q^2 と $q^2 l$ の2変数について記述する微分方程式を連立させて解くが, 方程式系を以下に示す[Blumberg and Mellor(1987)]。

$$\frac{\partial q^2}{\partial t} + U \frac{\partial q^2}{\partial x} + V \frac{\partial q^2}{\partial y} + W \frac{\partial q^2}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_{qV} \frac{\partial q^2}{\partial z} \right) + 2v_i \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right\} - 2 \frac{q^3}{B_1 l} + 2 \frac{g}{\rho_0} K_{TSV} \frac{\partial \rho}{\partial z} + F_q \quad (3.35)$$

$$\frac{\partial q^2 l}{\partial t} + U \frac{\partial q^2 l}{\partial x} + V \frac{\partial q^2 l}{\partial y} + W \frac{\partial q^2 l}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_{qV} \frac{\partial q^2 l}{\partial z} \right) + l E_1 v_i \left\{ \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right\} - \frac{q^3}{B_1} \tilde{W} + l E_1 \frac{g}{\rho_0} K_{TSV} \frac{\partial \rho}{\partial z} + F_l \quad (3.36)$$

ここで, K_{qV} : q^2 と $q^2 l$ に対する鉛直方向の渦動拡散係数(eddy diffusivity), K_{TSV} : 熱や塩分に対する鉛直方向の渦動拡散係数, E_1, B_1 : モデル定数(=1.8, 16.6)である。また, \tilde{W} は次式で定義される壁関数である。

$$\tilde{W} = 1 + E_2 \left(\frac{l}{\kappa L} \right)^2, \quad L^{-1} = (\eta - z)^{-1} + (H + z)^{-1} \quad (3.37a,b)$$

ここで, E_2 : モデル定数(=1.33), κ : Karman 定数 (=0.4) である。 F_q, F_l は水平方向の乱流拡散項であり, 次式で表される。

$$F_q = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_H \frac{\partial q^2}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_H \frac{\partial q^2}{\partial y} \right), \quad F_l = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_H \frac{\partial q^2 l}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_H \frac{\partial q^2 l}{\partial y} \right) \quad (3.38a,b)$$

ここで, K_H : 水平方向の渦動拡散係数である。これらの方程式系より得られた q^2 と l により, 鉛直方向の渦動粘性係数と渦動拡散係数は, 次式で表される。

$$v_{iV} = qlS_M, \quad K_{TSV} = qlS_H, \quad K_{qV} = qlS_q \quad (3.39a,b,c)$$

ここで, S_M, S_H, S_q はレベル2.5モデルで定式化されている安定化関数(stability function)であり, $q, l, (\partial U/\partial z)^2 + (\partial V/\partial z)^2, g(\partial \rho/\partial z)$ の関数である。式形は, Mellor and Yamada(1982)か Blumberg and Mellor(1987)

を参照されたい。

最後に、塩分と水温の輸送方程式 (3.6), (3.7) 中の乱流拡散 flux F_{Sx} や F_{Tx} などについては、運動量の乱流拡散 flux と見なせる Reynolds 応力と同様に勾配型のモデリングを行い、次式の様に表す。

$$F_{Sx} = K_H \frac{\partial S}{\partial x}, F_{Sy} = K_H \frac{\partial S}{\partial y}, F_{Sz} = K_{TSV} \frac{\partial S}{\partial z} \quad (3.40a,b,c)$$

$$F_{Tx} = K_H \frac{\partial T}{\partial x}, F_{Ty} = K_H \frac{\partial T}{\partial y}, F_{Tz} = K_{TSV} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (3.41a,b,c)$$

水平方向の渦動拡散係数 K_H については、渦動粘性係数 ν_{IH} と同じと取り扱うか、乱流 Prandtl/Schmidt 数 σ_{IH} を適当に決定して $K_H = \nu_{IH}/\sigma_{IH}$ とおくなどが一般的である。 σ_{IH} は 0.8 程度から ∞ まで様々な設定が考えられ、取り扱う問題によりチューニングが必要である。 Ezer and Mellor(2000)に北大西洋についての検討例がある。

鉛直方向の渦動拡散係数 K_V についても、乱流 Prandtl/Schmidt 数 σ_{IV} を適当に仮定する場合もあるが、通常は K_V にも (3.29) 式と同様に Munk・Anderson 型減衰関数 $F_1(Ri)$ を仮定し、

$$K_V = \nu_{IV0} F_1(Ri) = \nu_{IV0} (1 + \beta_1 Ri)^{\alpha_1} \quad (3.42)$$

$$\sigma_{IV} = \frac{\nu_{IV}}{K_V} = \frac{(1 + \beta Ri)^{\alpha}}{(1 + \beta_1 Ri)^{\alpha_1}} \quad (3.43)$$

とおく。モデル定数 α_1, β_1 の代表的な値を表 3-2 に示した。中辻ら(1991)は、 $F_1(Ri)$ について Munk and Anderson(1948)の値を推奨している。また、Kondo *et al.*(1978)は各種の室内実験と現地観測のデータから、

$$\sigma_{IV} = \begin{cases} 7Ri & : Ri \leq 1.0 \\ 6.873Ri + \frac{1}{1 + 6.873Ri} & : Ri \geq 1.0 \end{cases} \quad (3.44)$$

を見いだしている。一方、Mellor-Yamada のモデルを使用した場合は、安定化関数 S_H に同様な効果が組み込まれている。レベル 2 モデルでは、 Ri 数の関数として陽的に示されている [Mellor and Yamada(1982)]。

3. 4 境界条件

基礎方程式系を解析するために必要な境界条件について、以下に解説する。

・運動方程式に対する境界条件：

水表面上($z=\eta$)で風によるせん断応力を与える。

$$\rho_0 \nu_{IV} \left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_{z=\eta} = \tau_{wx} = \rho_{air} C_{dw} u_w \sqrt{u_w^2 + v_w^2}, \rho_0 \nu_{IV} \left. \frac{\partial V}{\partial z} \right|_{z=\eta} = \tau_{wy} = \rho_{air} C_{dw} v_w \sqrt{u_w^2 + v_w^2} \quad (3.45)$$

ここで、 ρ_{air} : 空気の密度, (u_w, v_w) : 上空 10m での風速 U_{10} の水平成分, C_{dw} : U_{10} に関係づけた水面の抵抗係数である。また、運動学的境界条件として、次式を与える。

$$W_{z=\eta} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + U_{z=\eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} + V_{z=\eta} \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (3.46)$$

海底面上($z=-H$)で海底摩擦によるせん断応力を与える。

$$\nu_{IV} \left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_{z=-H} = \frac{\tau_{bx}}{\rho_0} = C_{db} U_b \sqrt{U_b^2 + V_b^2}, \nu_{IV} \left. \frac{\partial V}{\partial z} \right|_{z=-H} = \frac{\tau_{by}}{\rho_0} = C_{db} V_b \sqrt{U_b^2 + V_b^2} \quad (3.47)$$

ここで、 U_b, V_b : 最下層の流速, C_{db} : 海底面の抵抗係数 (海底摩擦係数とも呼ぶ) であり、完全粗面の対数

則から $C_{db} = \kappa^2 (\ln(z_b + H)/z_0)^{-2}$ と求められる。 z_b は U_b, V_b : が与えられる z 座標, z_0 は粗度パラメータである。 C_{db} については、鷺見・橋間(1982)に詳しい。また、運動学的境界条件として、次式を与える。

$$W_{z=-H} = U_{z=-H} \frac{\partial(-H)}{\partial x} + V_{z=-H} \frac{\partial(-H)}{\partial y} \quad (3.48)$$

側岸においては、法線方向流速をゼロ、接線方向については水平計算格子幅が数百 m～数 km 程度と大きいので slip 条件を与えることが多い。側壁による陸岸境界層が解像できる格子で計算する場合は、上述の底面摩擦の形式と同様に与えることで、壁面摩擦によるせん断力を考慮することも可能である。

湾口部（感潮河川では河口部）における開境界(open boundary)では、近隣の検潮所のデータを利用して潮汐波 η_{ob} を強制的に与える方法が最も良く利用される。ただし、湾奥で反射した波を開境界で再度計算領域内へ反射させない工夫が必要といわれており、銭ら(1983)、日野・仲座(1987)、久保田・青山(1990)などに詳しい検討が行われている。一方、最近の有明海に対する潮汐・潮流計算における検討から、開境界を設定する場所により潮汐の再現性が変化することが報告されており、高精度な計算が必要とされる場合には広い計算領域の選定が必要とされる [田中ら(2002)]。なお、広範囲な外海域を計算領域に含む場合は、開境界上での潮汐の設定が難しくなるが、田中ら(2002)は全球を対象にした国立天文台の潮汐予報システムにより推定された外海域の潮汐を与えることで克服している。流速に対しては、開境界の法線方向 flux をゼロにする条件 ($v_n \partial U_n / \partial n = 0$: n は法線方向を意味する) が与えられる。

・塩分・水温の輸送方程式に対する境界条件：

水表面上では降雨－蒸発による水交換による塩分 flux, 熱交換による flux を与える。

$$-K_{TSV} \left. \frac{\partial S}{\partial z} \right|_{z=\eta} = S_{z=\eta} (P - E), K_{TSV} \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=\eta} = \frac{Q_f}{\rho C_p} \quad (3.49)$$

ここで、 P : 降水量, E : 蒸発量, Q_f : 次式で表される水面での熱 flux (加熱を正とする) である。

$$Q_f = \beta Q_s - Q_R - Q_e - Q_c \quad (3.50)$$

ここで、 Q_R : 長波放射による有効輻射熱輸送量, Q_e : 蒸発による潜熱輸送量, Q_c : 顕熱輸送量であり、バルク公式で与えられる [日本海洋学会沿岸海洋研究部会(1990)]。

海底面では、flux がゼロであるので、次式を与える。

$$K_{TSV} \left. \frac{\partial S}{\partial z} \right|_{z=-H} = 0, K_{TSV} \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=-H} = 0 \quad (3.51)$$

側岸では、法線方向 flux をゼロとする。

開境界においては、適当な観測値がある場合には、それらから推定した塩分・水温の時空間分布を与える。もしくは、流入時(inflow)で分布を与えて、流出時(outflow)では $\partial S / \partial t + U_n \partial S / \partial n = \partial T / \partial t + U_n \partial T / \partial n = 0$ を与える場合、または常に法線方向勾配をゼロにする ($\partial S / \partial n = \partial T / \partial n = 0$) 場合、さらに塩分と水温でそれらを適宜組み合わせる場合などがある。

・乱流モデルに対する境界条件：

k - ϵ モデルや Mellor-Yamada モデルを使用する場合には、乱流統計量の輸送方程式を解く必要があるため、それらについても境界条件を設定する必要がある。

水表面上では、

$$k = \frac{q^2}{2} = a_k U_{*s}^2, \epsilon = a_\epsilon U_{*s}^3, q^2 l = 0 \quad (3.52)$$

を、海底面では、

$$k = \frac{q^2}{2} = a_k U_{*b}^2, \varepsilon = a_\varepsilon U_{*b}^3, q^2 l = 0 \quad (3.52)$$

を与える。ここで、 k - ε モデルについては、 $a_k = C_\mu^{1/2}$, $a_\varepsilon = (\kappa z_0)^{-1}$, Mellor-Yamada モデルについては、 $a_k = 0.5 B_1^{2/3}$ とする。また、開境界では対数分布則に見合った分布を移流項が無視された基礎式から求めて与える [WL/Delft Hydraulics(2005), Blumberg and Mellor(1987)].

・河川に関する境界条件：

河川流入に対しては、河川流量を Q_r 、河口での水深と潮位をそれぞれ H_r , η_r としたとき、河口での流速を $U_r = Q_r / (H_r + \eta_r)$ とする。また、河口での塩分と水温は、観測データがある場合はそれらを元に推定した値を与えるが、通常は代表値を与えて一定とおくことが多い。

以上のような境界条件を与える必要があるが、モデルの開発が始まった当初は境界条件に利用できる実測データが不足していたことから適当に仮定したものを利用することで、対象海域の特徴的な現象を再現することが行われてきた。最近では、観測技術の向上により実測データの質が改善されたこと、ならびに観測量が増えて時空間的な量が増加してきたことから、それらを時系列的な境界条件として与えて過去や現況を予測するハインドキャスト/ナウキャスト、ならびに将来を予測するフォーキャストが行われるようになってきた [田中ら(1997b,2002), 佐々木ら(1996), 上野ら(2005)など]。また、気象分野で広く利用されているデータ同化(data assimilation)により高精度化を図った事例も増えてきている [石塚ら(2000), 陸田ら(2005), 田中ら(2006), Korres *et al.*(2007)など]。しかしながら、これらが可能な内湾域は東京湾など主要なところに限られており、今後重要な内湾域において常時多点データの取得システムの整備が進むことが望まれる。

3. 5 計算格子

エスチャリーの流れの計算では、水平方向と水深方向のスケールや物理構造の違いから、水平方向と鉛直方向で異なる計算格子系を利用する場合がある。ここでは、近年のエスチャリーのモデルで頻繁に利用されている σ 座標系の説明を中心に、種々の計算格子について紹介する。

・水平格子：

代表的な構造格子(structured grid)^{注5)}である直線座標系(rectilinear coordinate system)は、最も簡単に格子を組めることから長年数多くのモデルで採用されてきたが、海岸線の形状変化のスケールと比べて格子幅が大きい場合には、海岸線が階段状に表現されるため地形性渦などの境界付近の流れを正確に計算できないことがある(staircase problem と呼ばれる)。海岸線の形状を精密に計算に取り入れるためには、格子幅を非常に小さく取るか、境界の形状に沿った格子(boundary-fitted grid)を採用する必要がある。後者としては、曲線座標系(curvilinear coordinate system)である直交曲線座標系または一般曲線座標系が利用される [田中(2001)など]。さらに、最も格子の自由度が高い非構造格子(unstructured grid)が有限要素法のみならず、有限差分法でも利用されるようになってきている [例えば, Ham *et al.*(2007)。ただし、平面2次元計算。非構造格子の優位点や問題点などの議論は, Pain *et al.*(2005)に詳しい.]。(注5：構造格子とは、例えば2次元計算において格子点の2次元配列(i, j)が可能な格子を指す。一方、非構造格子は1次元配列(i)でしか表せられない格子を指す。[越塚(1997)])

・鉛直格子：

水平格子と同様に、鉛直方向を直線座標系で取り扱おうと staircase problem が発生する。海洋やエスチャリーの流動モデルでは、海底地形の空間変化の影響を正確に捉えるために、Phillips(1957)が気象モデルに取り入れた σ 座標系(sigma coordinate system)を採用したものが増えており、すでに標準になっている。

直線直交座標系 (x, y, z, t) に対して、 σ 座標系は

$$x^* = x, y^* = y, t^* = t, \sigma = \frac{z - \eta(x, y; t)}{H(x, y) + \eta(x, y; t)} = \frac{z - \eta}{D} \quad (3.53)$$

と座標変換される^{注6)}。ここで、 η : 潮位 (時間平均水面 MWL からの偏差), H : 時間平均水深, D : 全水深である。 z 軸は鉛直上向きに定義され, 時間平均水面上で $z=0$ とすれば, 水面上 ($z = \eta$) で $\sigma=0$, 海底面上 ($z = -H$) で $\sigma=-1$ となる (図 3-1)。(注6: 座標変換後を意味するアスタリスクは重要ではないが, 計算の過程が分かり易いのでここでは残しておき, 最後に消去する。また, σ の定義については, 異なる式を用いる場合もあるので注意が必要である [例えば, 佐々木(1998)など].)

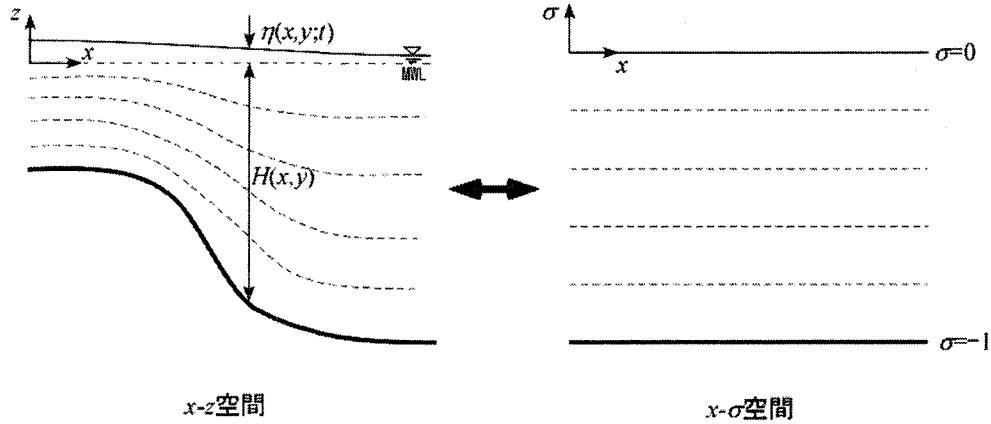


図 3-1 直交直線座標系と σ 座標系の関係

座標変換に伴い, 以下の chain rule により微分が変換される。

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x^*} \frac{\partial x^*}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y^*} \frac{\partial y^*}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial t^*} \frac{\partial t^*}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x^*} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x^*} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \right) \frac{\partial}{\partial \sigma} \quad (3.54)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x^*} \frac{\partial x^*}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y^*} \frac{\partial y^*}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial t^*} \frac{\partial t^*}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y^*} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y^*} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} + \sigma \frac{\partial D}{\partial y} \right) \frac{\partial}{\partial \sigma} \quad (3.55)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x^*} \frac{\partial x^*}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y^*} \frac{\partial y^*}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial t^*} \frac{\partial t^*}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial z} = \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \quad (3.56)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x^*} \frac{\partial x^*}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y^*} \frac{\partial y^*}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t^*} \frac{\partial t^*}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t^*} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t^*} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + \sigma \frac{\partial D}{\partial t} \right) \frac{\partial}{\partial \sigma} \quad (3.57)$$

流速の鉛直方向成分 W は, 以下のように σ 座標系での鉛直成分 ω に変換される。

$$\omega = D \frac{D\sigma}{Dt} = D \left(\frac{\partial \sigma}{\partial t} + U \frac{\partial \sigma}{\partial x} + V \frac{\partial \sigma}{\partial y} + W \frac{\partial \sigma}{\partial z} \right) \quad (3.58)$$

式(3.54)-(3.57)より,

$$\begin{aligned} \omega = D \left\{ \frac{\partial \sigma}{\partial t^*} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + \sigma \frac{\partial D}{\partial t} \right) \frac{\partial \sigma}{\partial \sigma} \right\} + DU \left\{ \frac{\partial \sigma}{\partial x^*} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \right) \frac{\partial \sigma}{\partial \sigma} \right\} \\ + DV \left\{ \frac{\partial \sigma}{\partial x^*} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \sigma \frac{\partial D}{\partial y} \right) \frac{\partial \sigma}{\partial \sigma} \right\} + W \end{aligned}$$

$$= W - U \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) - V \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) - \sigma \frac{\partial D}{\partial t} - \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (3.59)$$

となる。これより、 $\sigma=0, -1$ において $\omega=0$ とおくことで(3.46), (3.48)の運動学的境界条件が満足されることが分かる。chain rule より,

$$\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{\partial U}{\partial x^*} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \right) \frac{\partial U}{\partial \sigma}, \quad \frac{\partial V}{\partial y} = \frac{\partial V}{\partial y^*} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} + \sigma \frac{\partial D}{\partial y} \right) \frac{\partial V}{\partial \sigma}, \quad \frac{\partial W}{\partial z} = \frac{1}{D} \frac{\partial W}{\partial \sigma} \quad (3.60a,b,c)$$

となるので、連続の式(3.16)について、

$$\frac{\partial U}{\partial x^*} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \right) \frac{\partial U}{\partial \sigma} + \frac{\partial V}{\partial y^*} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} + \sigma \frac{\partial D}{\partial y} \right) \frac{\partial V}{\partial \sigma} + \frac{1}{D} \frac{\partial W}{\partial \sigma} = 0 \quad (3.61)$$

が得られる。また、(3.59)式より

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial \sigma} &= \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} + \frac{\partial U}{\partial \sigma} \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) + U \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) + \frac{\partial V}{\partial \sigma} \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) + V \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \\ &\quad + \frac{\partial \sigma}{\partial \sigma} \frac{\partial D}{\partial t} + \sigma \frac{\partial^2 D}{\partial t \partial \sigma} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial \sigma} \\ &= \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} + \frac{\partial U}{\partial \sigma} \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) + \frac{\partial V}{\partial \sigma} \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) + U \frac{\partial D}{\partial x} + V \frac{\partial D}{\partial y} + \frac{\partial D}{\partial t} \end{aligned}$$

が得られるため、

$$\begin{aligned} &\frac{\partial U}{\partial x^*} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \right) \frac{\partial U}{\partial \sigma} + \frac{\partial V}{\partial y^*} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} + \sigma \frac{\partial D}{\partial y} \right) \frac{\partial V}{\partial \sigma} \\ &+ \frac{1}{D} \left\{ \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} + \frac{\partial U}{\partial \sigma} \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) + \frac{\partial V}{\partial \sigma} \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) + U \frac{\partial D}{\partial x} + V \frac{\partial D}{\partial y} + \frac{\partial D}{\partial t} \right\} = 0. \end{aligned}$$

となり、*を消去すれば、 σ 座標系における連続式

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial DU}{\partial x} + \frac{\partial DV}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} = 0 \quad (3.62)$$

が得られる。

次に、 x 方向の運動方程式(3.14)について、chain rule を適用すると、左辺は

$$\frac{\partial U}{\partial t^*} + U \frac{\partial U}{\partial x^*} + V \frac{\partial U}{\partial y^*} + \frac{\omega}{D} \frac{\partial U}{\partial \sigma} - fV \quad (3.63)$$

と書き直される。右辺の圧力勾配については、簡単のため $p_\sigma=0$ として(3.13)を用いると、

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_0 g \frac{\partial \eta}{\partial x} + g \int_z^{\eta} \frac{\partial \rho'}{\partial x} dz + \rho'_{z=\eta} g \frac{\partial \eta}{\partial x} = \rho_{z=\eta} g \frac{\partial \eta}{\partial x} + g \int_z^{\eta} \frac{\partial \rho'}{\partial x} dz$$

となるので、chain rule を適用すると、

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho_{\sigma=0} g \frac{\partial \eta}{\partial x^*} + g \int_{\sigma}^0 \left\{ \frac{\partial \rho'}{\partial x^*} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \right) \frac{\partial \rho'}{\partial \sigma} \right\} D d\sigma = \rho_{\sigma=\sigma} g \frac{\partial \eta}{\partial x^*} + g \int_{\sigma}^0 \left(D \frac{\partial \rho'}{\partial x^*} - \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \frac{\partial \rho'}{\partial \sigma} \right) d\sigma$$

となる。 $\rho_{\sigma=\sigma}=\rho_0$ と近似すると、

$$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x^*} - \frac{gD}{\rho_0} \int_{\sigma}^0 \left(\frac{\partial \rho'}{\partial x^*} - \frac{\sigma}{D} \frac{\partial D}{\partial x} \frac{\partial \rho'}{\partial \sigma} \right) d\sigma \quad (3.64)$$

となる。渦動粘性項については、chain rule を適用すると

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial x} \left(2\nu_{IH} \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \nu_{IH} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{IV} \frac{\partial U}{\partial z} \right) \\
&= \left[\frac{\partial}{\partial x^*} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \right) \frac{\partial}{\partial \sigma} \right] \left[2\nu_{IH} \left\{ \frac{\partial U}{\partial x^*} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \right) \frac{\partial U}{\partial \sigma} \right\} \right] \\
&+ \left[\frac{\partial}{\partial y^*} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} + \sigma \frac{\partial D}{\partial y} \right) \frac{\partial}{\partial \sigma} \right] \left[\nu_{IH} \left\{ \frac{\partial U}{\partial y^*} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} + \sigma \frac{\partial D}{\partial y} \right) \frac{\partial U}{\partial \sigma} + \frac{\partial V}{\partial x^*} - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \sigma \frac{\partial D}{\partial x} \right) \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right\} \right] \\
&+ \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\nu_{IV}}{D} \frac{\partial U}{\partial \sigma} \right) \tag{3.65}
\end{aligned}$$

となるが、Mellor and Blumberg(1985)によると鉛直せん断応力に水平渦動粘性係数の影響が含まれるため適切な底面境界層の計算ができないと指摘されており、それを回避するために次式で近似することが多い。

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial x} \left(2\nu_{IH} \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \nu_{IH} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_{IV} \frac{\partial U}{\partial z} \right) \\
&= \frac{\partial}{\partial x^*} \left(2\nu_{IH} \frac{\partial U}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left\{ \nu_{IH} \left(\frac{\partial U}{\partial y^*} + \frac{\partial V}{\partial x^*} \right) \right\} + \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\nu_{IV}}{D} \frac{\partial U}{\partial \sigma} \right) \tag{3.66}
\end{aligned}$$

なお、(3.63)の慣性項は運動量を保存するために、次式のように連続の式(3.62)を使って求められる保存形式で使用されることが一般的である。

$$D \left(\frac{\partial U}{\partial t^*} + U \frac{\partial U}{\partial x^*} + V \frac{\partial U}{\partial y^*} + \frac{\omega}{D} \frac{\partial U}{\partial \sigma} \right) + U \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial DU}{\partial x} + \frac{\partial DV}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} \right) = \frac{\partial DU}{\partial t^*} + \frac{\partial DU^2}{\partial x^*} + \frac{\partial DUV}{\partial y^*} + \frac{\partial U\omega}{\partial \sigma}$$

よって、最終的に得られる σ 座標系における x 方向の運動方程式は、

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial DU}{\partial t} + \frac{\partial DU^2}{\partial x} + \frac{\partial DUV}{\partial y} + \frac{\partial U\omega}{\partial \sigma} - fDV = -gD \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{gD^2}{\rho_0} \int_{\sigma}^0 \left(\frac{\partial \rho'}{\partial x} - \frac{\sigma}{D} \frac{\partial D}{\partial x} \frac{\partial \rho'}{\partial \sigma} \right) d\sigma \\
&+ \frac{\partial}{\partial x} \left(2D\nu_{IH} \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ D\nu_{IH} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{\nu_{IV}}{D} \frac{\partial U}{\partial \sigma} \right) \tag{3.67}
\end{aligned}$$

となる。 σ 座標系における y 方向の運動方程式、スカラー量(S, T, q^2, q^2l)の輸送方程式に関しても同様の誘導により得られるが、式形についてはMellor(2004)などを参照されたい。

σ 座標系は海底形状の正確な表現が可能であるが、一方でいくつかの問題点も指摘されている。Huang and Spaulding(1996)は、Mellor and Blumberg(1985)が適用した水平粘性項や水平拡散項に関する(3.66)式の近似について、海底面の勾配が急な場合に水平拡散項から鉛直拡散が発生することを指摘している。すなわち、スカラー量 ϕ の x 方向の拡散項 Q_{xx} は σ 座標系において次式で計算されるが、

$$Q_{xx} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_{IH} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \tag{3.68}$$

図3-2に示すように、 z 空間では傾きを持った輸送となり、人工的に鉛直方向の輸送^{注7)}が発生することになる。そこで、彼らは近似する前の(3.65)式の形において、拡散係数と座標変換に伴う関数 $\Psi_x = \partial \eta / \partial x + \sigma \partial D / \partial x$ の水平勾配が小さいなどと仮定して、次式による計算を提案している。(注7：これをクリープ(creep)という。)

$$Q_{xx} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_{IH} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) - 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{K_{IH} \Psi_x}{D} \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} \right) + \frac{K_{IH} \Psi_x^2}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{1}{D} \right) \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} \tag{3.69}$$

ただし、この手法は当然ながらMellor and Blumberg(1985)が指摘した境界層の計算における問題を引き起こすことになる。

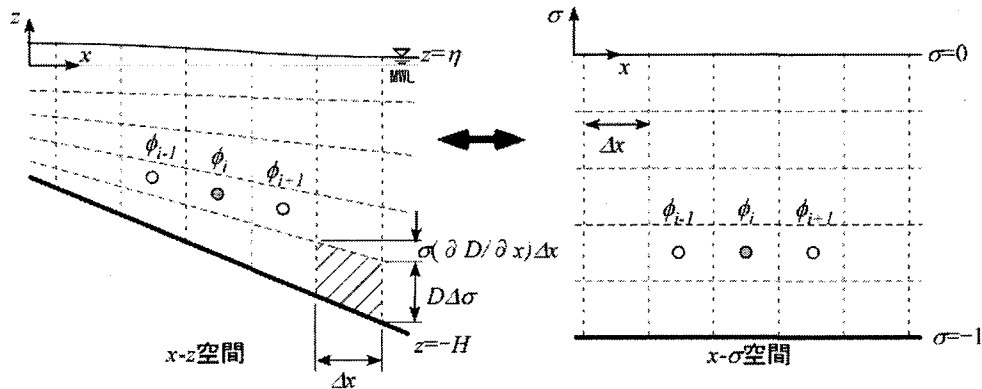


図 3-2 海底勾配が大きいところでの z 座標系と σ 座標系における水平勾配の取り方

圧力の水平勾配項は(3.64)で表されるが、密度の鉛直勾配と海底勾配が大きくなると数値計算上の誤差が大きくなり結果的に圧力勾配に大きな誤差を与え、人工的な流れを発生させることになる。特に、次式で表される”hydrostatic consistency”が満足されていない場合は、水平勾配の数値誤差が大きくなる [Janjic(1977), Haney(1991)など]。

$$\left| \frac{\sigma}{D} \frac{\partial D}{\partial x} \right| \Delta x < \Delta \sigma \quad (3.70)$$

すなわち、これが満たされていない場合は図 3-2 のハッチ部で示されるように、グリッドの中心がその右のグリッドの上に位置することになる。

これらの問題の対応策については、数多くの研究がある。“クリープ補正”の名前で知られる Stelling and van Kester(1994) の方法、ならびにそれを改良した Slørdal(1997), 二瓶ら(2002), 入江ら(2003)の方法がある。これらは、圧力などの水平勾配を計算する際に z 座標系で水平となるように変数の位置を定義し直す手法であり、いずれも高い改善効果が確認されている。次に、グリッドの歪みを小さくする座標系を利用する手法がある。代表的なものとして、灘岡(2000)による上下 2 段階の σ 座標系を使用した Dual- σ 座標系などがある。

エスチャリーの数値モデルに適用される、その他の鉛直座標系としては、一般化された境界適合座標系である s 座標系 (γ 座標系) [Kasahara(1974), Burchard and Petersen(1997), Pietrzak *et al.*(2002)など] や、Yabe *et al.*(2004)により開発された Soroban 格子がある。後者は、感潮河川河口域における適用事例がある [中村ら(2006)]。

4. 汎用モデルについて

最後に、エスチャリーの流動計算に実績が多い汎用モデルについて、簡単に紹介する。これらは、インターネット上で、マニュアルやソースコードが公開されているものが多いため、参考までにそれらのアドレスも併記したので参照されたい。これらは、基本的なバージョンのコードでは、静水圧近似と Boussinesq 近似を適用した準 3 次元モデルであることが共通しているが、座標系、乱流モデル、計算手法にそれぞれ異なる特徴を有している。なお、海洋モデルのリンク集的な HP として、Ocean-Modeling.org (<http://www.ocean-modeling.org/>) もあり、up to date な情報が必要な場合は役に立つと考えられる。

・ **POM(Princeton Ocean Model)** : <http://www.aos.princeton.edu/WWWPUBLIC/htdocs.pom/>

Princeton 大学の Blumberg and Mellor(1983)により開発された海洋モデルであり、現在の de facto standard モデルといえる。鉛直方向の渦動粘性係数・渦動拡散係数の評価に Mellor-Yamada モデルを、水平方向については SGS モデルを、鉛直座標系に σ 座標系を使用している。計算手法として、mode-splitting

を利用し、表面重力波である外部モード(external mode)と内部重力波である内部モード(internal mode)を分離して計算することで計算時間格子幅 Δt の安定条件を緩和している。インターネット上でソースコードを公開することで、オープンな環境下で開発に関する知識を共有しながらユーザーを増やしていく OS の Linux 開発と同じ戦略をとった点がユニークであった。Mellor(2004)が最新版のマニュアルである。なお、非 Boussinesq 近似のモデルや、一般鉛直座標系を適用したモデルなども開発されている。

・ ODEM(Osaka Daigaku Estuary Model) :

岩佐ら(1985)による琵琶湖3次元流動モデルをベースにして、大阪大学の中辻らの研究チームにより開発された国産のモデルである。我が国の三大湾(東京湾・伊勢湾・大阪湾)における残差流系の研究などに多大な貢献をしたモデルである。鉛直座標に z 座標系を使用したレベルモデルであり、水平方向の渦動粘性係数・渦動拡散係数の評価に SGS モデルを、鉛直方向には Ri 数による Munk and Anderson 型の減衰関数を適用したモデルを使用している。また、離散化には有限体積法を用いている。[大阪大学大学院工学研究科土木工学専攻(1998)]

・ MEC(Marine Environmental Committee model) : <http://mee.k.u-tokyo.ac.jp/mec/model/>

日本造船学会(現在の日本船舶海洋工学会)の研究グループにより開発された国産モデルである。鉛直座標に z 座標系を使用したレベルモデルであり、水平方向の渦動粘性係数・渦動拡散係数の評価に Richardson の $4/3$ 乗則を、鉛直方向には Ri 数による Munk and Anderson 型の減衰関数を適用したモデルを使用している。開発当初よりメガフロート周辺の流れの計算など局所的な3次元流れを解析することを目的の1つとしており、大領域における準3次元計算とその内部の小領域における Full 3D 計算を two-way ネスティングで接続して行えるようになっている。また、プリ・ポスト処理のプログラム開発も行われている。[日本造船学会海洋環境研究委員会(2000)]

・ DELFT3D : <http://delftsoftware.wldelft.nl/>

WL/Delft Hydraulics 社が開発した商用ソフトウェア。座標系 (z 座標系, σ 座標系, 直交座標系, 曲線座標系), 乱流モデル (0 方程式モデル $\sim k$ - ϵ モデル), 種々のサブモデル群 (土砂輸送, 波浪, 水質など) などを適宜選択して組み合わせることが可能であり、ユーザーインターフェイスも優れた設計になっている。[WL/Delft Hydraulics(2005)]

・ ECOMSED : http://www.hydroqual.com/ehst_ecomsed.html

POM の開発者の一人である A.F. Blumberg が、POM に土砂輸送モデルを結合させたモデルである。インターネット上でユーザー登録することでソースコードを入手可能である。[HydroQual(2002)]

その他にも、多数の汎用モデルが開発されているが、ユーザー層が厚くなる条件として、インターネット上でソースコードが公開されていることが重要になっている。また、これらのモデルの優劣の評価については、田中ら(1999)の大型水路による実験結果の再現計算による POM, ODEM, DELFT3D などの比較や、Park *et al.*(2000)のモデル比較などの事例があるが、明確な評価には至っていない。

5. まとめ

エスチャリーにおける流れの数値モデルについて、一般的に利用されているモデルに共通する事項を中心に概説した。紙幅の制限もあり、差分スキームや計算手法の詳細な解説はできなかったが、汎用モデルを利用する場合にはマニュアルや関連する論文等での解説を参照されたい。

すでに、エスチャリーの流動モデルは基本的ツールとして完成しているともいえる状況である。無論、座標系に付随する問題や乱流モデルのパラメタリゼーションなどの基礎的な問題も残されているが、今後はその利用面での研究が多くなると予想される。今年発表された IPCC の第4次報告書[IPCC(2007)]によれば、地球温暖化の進行はもはや仮説ではなくほぼ確実に起こる事実と認識されている。温暖化後の日本において

は沿岸域に関連のあることだけでも、海面上昇や台風の大規模化と発生時期の長期化による高潮・高波災害の脅威、海洋生態系や水産資源の亜熱帯化、降雨パターンの変化に伴う洪水・土砂災害の増加や大規模化、ならびに水資源の安定的確保の困難と食料生産力の低下などが予測されている。これらの直面が予想される問題に対処するためにも、海象や環境の変化について正確な将来予測が必要とされている。エスチャリーは河川を通じて陸域の影響を直接受ける海域であると同時に、海面上昇の影響も受けることから、温暖化が海陸両方に与えた影響が複合的に作用すると考えられる。これらの問題に対応するためのエスチャリーの流動モデルを利用した研究がすでに開始されており [村上ら(2004), 西田ら(2007)など], 今後の進展が期待される。

参考文献

- 石塚正秀・松田真人・中辻啓二(2000)：海洋レーダによる表層流速データの3次元流動計算への同化に関する研究，水工学論文集，44，pp. 1167-1172.
- 市原正史・大村哲夫・福代倫男・野沢良一(1980)：東京湾の潮流観測とシミュレーション，第27回海岸工学講演会論文集，pp. 448-452.
- 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，50，pp. 361-365.
- 岩佐義朗・井上和也・松岡隆之(1985)：三次元解析法による琵琶湖湖流に関する二，三の検討，第29回水理講演会論文集，pp. 751-756.
- 上野成三・織田幸伸・中山哲殿(2005)：野見湾における観測システムと数値モデルを統合した水質予報システムの開発，海岸工学論文集，52，pp. 1296-1300.
- 大阪大学大学院工学研究科土木工学専攻(1998)：ODEM ユーザーマニュアル(ver. 3. 0)，34p.
- 小倉義光(1978)：気象力学通論，東京大学出版会，249p.
- 金子安雄・堀江毅・村上和男(1975)：ADI法による潮流汚染拡散の数値計算—大阪湾に適用した場合について，港湾技術研究所報告，14(1)，61p.
- 川原睦人・竹内則雄・首藤伸夫(1976)：2段階ラックスヴェンドロフ有限要素法による潮流流解析，第23回海岸工学講演会論文集，pp. 498-501.
- 気象庁(1970)：海洋観測指針，日本海洋学会，427p.
- 気象庁(1999)：海洋観測指針(第1部)，気象業務支援センター，200p.
- 汽水域の河川環境の捉え方に関する検討会(2004)：汽水域の河川環境の捉え方に関する手引書—汽水域における人為的改変による物理・化学的变化の調査・分析手法—，国土交通省河川局，163p.
- 工藤健太郎・鈴木伴征・石川忠晴(2000)：瀬と淵が交互に形成された河道における塩水遡上と底質の縦断的特性，水工学論文集，44，pp. 1023-1028.
- 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，27(2)，pp. 178-200.
- 佐々木淳(1998)：3次元密度流としての内湾の流れのモデリング，第34回水工学に関する夏期研修会講義集，B，pp. B-3-1-20.
- 佐々木淳・磯部雅彦・渡辺晃・五明美智男(1996)：東京湾における青潮の発生規模に関する考察，海岸工学論文集，43，pp. 1111-1115.
- 数値流体力学編集委員会(編)(1995)：乱流解析，東京大学出版会，314p.
- 杉原裕司・松永信博・中平伸治(1998)：成層乱流解析のための非等方型k- ϵ モデル，土木学会論文集，586/II-42，pp. 23-38.
- 杉山陽一・藤原建紀・中辻啓二・水鳥雅文(1994)：伊勢湾北部海域の密度成層と残差流，海岸工学論文集，41，pp. 291-295.
- 銭志春・永田豊・尹宗煥(1983)：潮汐計算における開放端の境界条件について，沿岸海洋研究ノート，21(1)，pp. 55-62.
- 鷲見栄一・橋間元徳(1982)：沿岸海域における海底摩擦係数の評価，公害資源研究所集報，12(2)，pp. 63-74.
- 田井明・矢野真一郎(2007)：八代海の潮汐・潮流シミュレーション，海洋開発論文集，20，pp. 603-608.
- 大宮司久明・三宅裕・吉澤徹(1998)：乱流の数値流体力学，東京大学出版会，652p.
- 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，40，pp. 1096-1100.
- 田中昌宏(2001)：内湾の生態系シミュレーション，ながれ，20，pp. 354-364.
- 田中昌宏・Arjen Markus・阪東浩造(1997a)：青潮の生化学反応を含む数値モデルの開発，海岸工学論文集，44，pp. 1096-1100.
- 田中昌宏・稲垣聡・八木宏(1997b)：東京湾成層期の流動のリアルタイムシミュレーション，海岸工学論文集，44，pp. 386-390.
- 田中昌宏・稲垣聡・山本克則(2002)：有明海の潮汐及び三次元流動シミュレーション，海岸工学論文集，49，pp. 406-410.
- 田中昌宏・安達貴浩・Serafy, G. E. L.・Gerritsen, H. (2006)：大阪湾湾奥を対象とした流況予報システムの精度向上に関する研究，海岸工学論文集，53，pp. 316-320.
- 千葉賢・武本行正(2003)：諫早湾潮受け堤防設置に伴う有明海の流況変化に関する研究，海岸工学論文集，50，pp. 376-380.
- 中川康之(2003)：有明海における底泥輸送現象のモデル化，港湾空港技術研究所報告，42(4)，pp. 25-42.
- 中辻啓二(1994)：大阪湾における残差流系と物質輸送，第30回水工学に関する夏期研修会講義集，A，pp. A-9-1-28.
- 中辻啓二(2000)：エスチュアリー・密度構造，in エスチュアリー・エンジニアリングの体系化に関する研究(エスチュアリー・エンジニアリングWG，土木学会，216p.)，pp. 7-22.
- 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，432/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，36，pp. 693-696.
- 中辻啓二・尹鐘星・湯浅泰三・村岡浩爾(1995)：東京湾における吹送密度流と青潮発生機構との関連性，海岸工学論文集，42，pp. 1066-1070.
- 中村恭志・小島崇・石川忠晴(2006)：CIP-Soroban法による河道幅を考慮した汽水域二次元数値モデルの開発，水工学論文集，50，pp. 805-810.
- 灘岡和夫・花田岳(2002)：有明海における潮汐振幅減少要因の解明と諫早堤防締め切りの影響，海岸工学論文集，49，pp. 401-405.
- 西田修三・北畠大督・入江政安(2007)：淀川流域圏の水環境と大阪湾への影響解析，水工学論文集，51，pp. 1153-1158.
- 二瓶泰雄・山崎裕介・西村司・灘岡和夫(2002)：浅水域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，49，pp. 411-415.
- 日本海洋学会沿岸海洋研究部会(1990)：続・日本全国沿岸海洋誌，東海大学出版会，839p.
- 日本造船学会海洋環境研究委員会(2000)：MECモデルワークショップ(第1回)テキスト，107p.
- 春名誠治・松梨順三郎(1979)：播磨灘の潮流解析，第26回海岸工学講演会論文集，pp. 522-526.

- 日向博文・戸簾幸嗣(2005): 東京湾におけるアサリ幼生の移流過程の数値計算, 水産総合研究センター研究報告別冊, 3, pp. 59-66.
- 日野幹雄・仲塚栄三(1987): 水理計算における新しい“無反射境界”の数値的検討, 東工大土木工学研究報告, 38, pp. 39-50.
- 藤原考道・経塚雄策・濱田孝治(2004): 有明海における潮汐・潮流減少の原因について, 海の研究, 13(4), pp. 403-411.
- 堀江毅・細川忠史(1983): 海域における物質循環数値モデルの水質支配要因について, 港湾技術研究所報告, 22(3), pp. 159-205.
- 堀口孝男・富田勇・堀江毅(1977): 三次元モデルによる流れと拡散の数値解法について, 第24回海岸工学講演会論文集, pp. 447-451.
- 堀口孝男・富田勇・堀江毅(1978): 三次元モデルによる流れと拡散の数値解法について(その2), 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 508-512.
- 村上智一・安田孝志・大澤輝夫(2004): 気象場と結合させた湾内海水流動計算のための多重 σ 座標モデルの開発, 海岸工学論文集, 51, pp. 366-370.
- 柳哲雄(2001): 沿岸海洋学(第2版), 恒星社厚生閣, 153p.
- 柳哲雄(2007): シンポジウム「河口循環流」のまとめ, 沿岸海洋研究, 44(2), pp. 93-94.
- 山下隆男・中川勇樹(2001): 白波砕波せん断応力を考慮した波浪・高潮結合モデルによる台風9918号による八代海の高潮の再現, 海岸工学論文集, 48, pp. 291-295.
- 山田哲二(1992): 3次元大気乱流モデル, in 大気環境シミュレーション(横山長之編, 白亜書房, 202p.), pp. 134-202.
- 陸田秀実・伊澤亮・土井康明・金子新(2005): 沿岸音響トモグラフィーによるデータ同化を利用した広島湾の流況解析, 海岸工学論文集, 52, pp. 326-330.
- Abbott, M.B.(1994): The Dynamic Environment: An Introduction, in *Coastal, Estuarial and Harbor Engineers' Reference Book* (ed. by Abbott, M.B. and Price, W.A., E & FN Spon, 736p.), pp.3-11.
- Blumberg, A.F.(1977): Numerical Model of Estuarine Circulation, *J. of the Hydraulic Division, ASCE*, 103(HY3), pp.295-310.
- Blumberg, A.F. and Mellor, G.L.(1983): Diagnostic and Prognostic Numerical Circulation Studies of the South Atlantic Bight, *J. of Geophysical Research*, 88(C8), pp.4579-4592.
- Blumberg, A.F. and Mellor, G.L.(1987): A Description of a Three-Dimensional Coastal Ocean Circulation Model, in *Three Dimensional Coastal Ocean Models* (ed. By Heaps, N.S., American Geophysical Union), pp.1-16.
- Bryan, K.(1969): A Numerical Method for the Study of the Circulation of the World Ocean, *J. of Computational Physics*, 4, pp.347-376.
- Bryan, K. and Cox, M.D.(1968): A Nonlinear Model of an Ocean Driven by Wind and Differential Heating: Part I. Description of the Three-Dimensional Velocity and Density Fields, *J. of the Atmospheric Sciences*, 25(6), pp.945-967.
- Burchard, H. and Petersen, A.O.(1997): Hybridization between σ - and z -Co-ordinates for Improving the Internal Pressure Gradient Calculation in Marine Models with Steep Bottom Slopes, *International J. for Numerical Methods in Fluids*, 25, pp.1003-1023.
- Day, J.H.(ed.)(1980): *Estuarine Ecology, with Particular Reference to Southern Africa*, Balkema, 400p.
- Dyer, K.R.(1997): *Estuaries, A Physical Introduction*(2nd ed.), John Wiley & Sons, 195p.
- Eckart(1958): Properties of Water, Part II. The Equation of State of Water and Sea Water at Low Temperatures and Pressures, *American J. of Science*, 256, pp.225-240.
- Elliott, M. and McLusky, D.S.(2002): The Need for Definitions in Understanding Estuaries, *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 55, pp.815-827.
- Ezer, T. and Mellor, G.L.(2000): Sensitivity Studies with the North Atlantic Sigma Coordinate Princeton Ocean Model, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 32, pp.185-208.
- Fairbridge, R.(1980): The Estuary: Its Definition and Geodynamic Cycle, in *Chemistry and Biogeochemistry of Estuaries* (Olausson, E. and Cato, I. eds., John Wiley and Sons.), pp.1-35.
- Ferreira, J.G., Nobre, A.M., Simas, T.C., Silva, M.C., Newton, A., Bricker, S.B., Wolff, W.J., Stacey, P.E. and Sequeria, A.(2006): A Methodology for Defining Homogeneous Water Bodies in Estuaries—Application to the Transitional Systems of the EU Water Framework Directive, *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 66, pp.468-482.
- Fischer, H.B.(1976): Mixing and Dispersion in Estuaries, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 8, pp.107-133.
- Fujiwara, T., Sanford, L.P., Nakatsuji, K. and Sugiyama, Y.(1997): Anti-cyclonic circulation driven by the estuarine circulation in a gulf type ROFI, *J. of Marine Systems*, 12, pp.83-99.
- Gill, A.E.(1982): *Atmosphere-Ocean Dynamics*, Academic Press, 662p.
- Ham, D.A., Kramer, S.C., Stelling, G.S. and Pietrzak, J.(2007): The Symmetry and Stability of Unstructured Mesh C0grid Shallow Water Models under the Influence of Coriolis, *Ocean Modelling*, 16, pp.47-60.
- Hamilton, P.(1975): A Numerical Model of the Verification Circulation of Tidal Estuaries and Its Application to the Rotterdam Waterway, *Geophysical J. of Royal Astronomical Society*, 40, pp.1-21.
- Haney, R.L.(1990): On the Pressure Gradient Force over Steep Topography in Sigma Coordinate Ocean Models, *J. of Physical Oceanography*, 21, pp.610-619.
- Huang, W. and Spaulding, M.(1996): Modeling Horizontal Diffusion with Sigma Coordinate System, *J. of Hydraulic Engineering*, 122(6), pp.349-352.
- HydroQual(2002): *A Primer for ECOMSED Users Manual* (ver.1.3), HydroQual Inc., NJ, USA, 188p.
- IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change)(2007): *Climate Change 2007: The Physical Science Basis, Summary for Policymakers, 4th Assessment Report of IPCC*, 21p.
- Janjic, A.I.(1977): Pressure Gradient Force and Advection Scheme Used for Forecasting with Steep and Small Scale Topography, *Contributions to Atmospheric Physics*, 50, pp.186-199.
- Jones, P.D., Tyler, A.O. and Wither, A.W.(2002): Decision-support Systems: Do they have a Future in Estuarine Management?, *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 55, pp.993-1041.
- Kasahara, A.(1974): Various Vertical Coordinate Systems Used for Numerical Weather Prediction, *Monthly Weather Review*, 102, pp.509-522.
- Korres, G., Hoteit, I. and Triantafyllou, G.(2007): Data Assimilation into a Princeton Ocean Model of the Mediterranean Sea Using Advanced Kalman Filters, *J. of Marine Systems*, 65, pp.84-104.
- Leendertse, J.J.(1967): *Aspects of a Computational Model for Long-Period Water-Wave Propagation*, RAND Corporation, RM-5294-PR, 165p.
- Leendertse, J.J.(1970): *A Water-Quality Simulation Model for Well-Mixed Estuaries and Coastal Seas: Volume I, Principles of Computation*, RAND Corporation, RM-6230-RC, 71p.
- Leendertse, J.J. and Gritton, E.C.(1971): *A Water-Quality Simulation Model for Well-Mixed Estuaries and Coastal Seas: Volume II, Computation Procedures*, RAND Corporation, R-708-NYC, 53p.
- Leendertse, J.J., Alexander, R.C. and Liu, D.S.K.(1973): *A Three-Dimensional Model for Estuaries and Coastal Seas: Volume I, Principles of Computation*, RAND Corporation, R01417-OWRR, 66p.
- Mamaev, O.I.(1964): A Simplified Relationship between Density, Temperature and Salinity of Sea Water, *Bulletin of the Academy of Sciences of the USSR Geophysics Series*, 2, pp.180-181.(translated by Sweet, J.S.)

- McLusky, D.S. and Elliott, M. (2004): *The Estuarine Ecosystem-ecosystem, threats and management* (3rd ed.), Oxford University Press, 214p.
- McLusky, D.S. and Elliott, M. (2007): Transitional Waters: A New Approach, Semantics or Just Muddying the Waters?, *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 71, pp.359-363.
- Mellor, G.L.(1973): Analytic Prediction of the Properties of Stratified Planetary Surface Layers, *J. of the Atmospheric Sciences*, 30, pp.1061-1069.
- Mellor, G.L. and Herring, H.J.(1973): A Survey of the Mean Field Closure Models, *ALAA J.*, 11(5), pp.590-599.
- Mellor, G.L. and Yamada, T.(1974): A Hierarchy of Turbulence Closure Models for Planetary Boundary Layers, *J. of the Atmospheric Sciences*, 31, pp.1791-1483.
- Mellor, G.L.(1991): An Equation of State for Numerical Models of Oceans and Estuaries, *J. of Atmospheric and Oceanic Technology*, 8, pp.609-611.
- Mellor, G.L.(2004): *Users Guide for a Three-Dimensional, Primitive Equation, Numerical Ocean Model*, <http://www.aos.princeton.edu/WWWPUBLIC/htdocs.pom/>, 56p.
- Mellor, G.L. and Blumberg, A.F.(1985): Modeling Vertical and Horizontal Diffusivities with the Sigma Coordinate System, *Monthly Weather Review*, 113, pp.1379-1383.
- Munk, W.H. and Anderson, E.R.(1948): Notes on a Theory of the Thermocline, *J. of Marine Research*, 7(3), pp.276-295.
- Nakatsuji, K. and Fujiwara, T.(1997): Residual Baroclinic Circulation in Semienclosed Coastal Seas, *J. of Hydraulic Engineering*, 123(4), pp.362-373.
- Okubo, A.(1971): Oceanic Diffusion Diagram, *Deep-Sea Research*, 18, pp.789-802.
- Open University Course Team(1999): *Waves, Tides and Shallow-Water Processes* (2nd ed.), Butterworth Heinemann, 227p.
- Pain, C.C., Piggott, M.D., Goddard, A.J.H., Fang, F., Gorman, G.J., Marshall, D.P., Eaton, M.D., Power, P.W. and de Oliveira, C.R.E.(2005): Three-Dimensional Unstructured Mesh Ocean Modelling, *Ocean Modelling*, 10, pp.5-33.
- Park, J.C., Okada, T., Furukawa, K., Nakayama, K. and Hosokawa, Y.(2000): Numerical Study on the Flow Characteristics of Tide-Induced Jet, *Report of the Port and Harbor Research Institute*, 39(2), pp.3-25.
- Phillips, N.A.(1957): A Coordinate System Having Some Special Advantages for Numerical Forecasting, *J. of Meteorology*, 14, pp.184-185.
- Pietrzak, J., Jakobson, J.B., Burchard, H., Vested, H.J. and Petersen, O.(2002): A Three-Dimensional Hydrostatic Model for Coastal and Ocean Modelling Using a Generalised Topography Following Co-ordinate System, *Ocean Modelling*, 4, pp.173-205.
- Pritchard, D.W.(1967): What is an Estuary: A Physical Viewpoint, in *Estuaries* (Lauff, G.H. ed. American Association for the Advancement of Science, 83, 757p.), pp.3-5.
- Rodi, W.(1993): *Turbulence Models and Their Application in Hydraulics, A State-of-the-art review* (3rd ed.), IAHR Monograph, Balkema, 104p.
- Simpson, J.H.(1997): Physical Processes in the ROFI Regime, *J. of Marine Systems*, 12, pp.3-15.
- Sharples, J. and Simpson, J.H.(1995): Semi-Diurnal and Longer Period Stability Cycles in the Liverpool Bay Region of Freshwater Influence, *Continental Shelf Research*, 15(2/3), pp.295-313.
- Slørdal, L.H.(1997): The Pressure Gradient Force in Sigma-Co-ordinate Ocean Models, *International J. for Numerical Methods in Fluids*, 24, pp.987-1017.
- Smagorinski, J.(1963): General Circulation Experiments with the Primitive Equations, I. The Basic Experiment, *Monthly Weather Review*, 91(3), pp.99-164.
- Souza, A.J. and Simpson, J.H.(1996): The modification of Tidal Ellipses by Stratification in the Rhine ROFI, *Continental Shelf Research*, 16(8), pp.997-1007.
- Stelling, G.S. and van Kester, J.A.T.(1994): On the Approximation of Horizontal Gradients in Sigma Co-ordinates for Bathymetry with Steep Bottom Slopes, *Int. J. for Numerical Methods in Fluids*, 18, pp.915-935.
- Ueda, H., Mitsumoto, S. and Komori, S.(1981): Buoyancy Effects on the Turbulent Transport Processes in the Lower Atmosphere, *Quarterly J. of the Royal Meteorological Society*, 107, pp.561-578.
- Uncles, R.J.(2002): Estuarine Physical Processes Research: Some Recent Studies and Progress, *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 55, pp.829-856.
- Webb, E.K.(1970): Profile Relationship: the Log-Linear Range, and Extension to Strong Stability, *Quarterly J. of the Royal Meteorological Society*, 96, pp.67-90.
- WL/Delft Hydraulics(2005): *Delft3D-Flow User Manual*, WL/Delft Hydraulics, 614p.
- Yabe, T., Mizoe, H., Takizawa, K., Moriki, H., Im, H.N. and Ogata, Y.(2004): Higher-Order Schemes with CIP Method and Adaptive Soroban Grid towards Mesh-Free Scheme, *J. of Computational Physics*, 194, pp.57-77.
- Yamada, T.(1977): A Numerical Experiment on Pollutant Dispersion in a Horizontally-Homogeneous Atmospheric Boundary Layer, *Atmospheric Environment*, 11, pp.1015-1024.
- Yamada, T. and Mellor, G.(1975): A Simulation of the Wangara Atmospheric Boundary Layer Data, *J. of the Atmospheric Sciences*, 32, pp.2309-2329.

(矢野真一郎 : E-mail : yano@civil.kyushu-u.ac.jp, URL : <http://www.civil.kyushu-u.ac.jp/kankyo/>)