

河口域周辺部における流動場の渦・フロント構造に関する 数値シミュレーション

灘岡和夫*・二瓶泰雄**・小西伸英***

1. はじめに

河口域での流れは、陸域から供給された土砂や栄養塩を周辺海域へ運搬し、海岸地形や生態環境へ多大な影響を及ぼしているため、環境上重要な流動場である。このような河口域は、複雑な地形上に、河川流入などに伴って空間的に非一様な密度場が形成されるだけでなく、一般的な沿岸海域と同様に、海浜流や潮流、風応力、コリオリ力などの様々な流れの支配要因が混在しているため、極めて複雑な流れ場となっている。

このような複雑な河口域の流動構造を把握するために、これまでに数多くの室内実験や現地実測、リモートセンシングデータに基づく画像解析などが精力的に試みられてきている。特に、衛星画像解析により、いくつかの特徴的な河口流出パターンや河口周辺域での流れの特徴が見いだされているものの、上述したように、複雑で様々な支配要因が混在する河口域では、力学プロセスを全て明らかにするまでには至っていない。一方で、近年の著しい計算機能力の向上を背景とした、最近のいわゆる数値流体力学の進歩は目ざましいものがある。このようなことから河口域周辺の流動場の解析に、今後、数値シミュレーションに基づく研究手法がより有用になるものと考えられる。

このような河口域における数値シミュレーションとしては、中辻らの一連の研究 (1991 a; 1991 b; 1993) がその代表例として挙げられる。そこでは、乱流モデルとして 0 方程式モデルを適用した 3 次元密度流数値モデルを用いて、河口域周辺部における河口域流動場の計算が行われており、河口での密度フルード数などが河川ブルームの流動特性に及ぼす影響を力学的に明らかにしている。しかしながら、これらの研究では、計算モデルの制約上、平均的な流動構造に関する情報しか得られない。

また、図-1 は、東京湾湾奥部における洪水流出時の



図-1 荒川における洪水流出中に現れる大規模渦構造
(1986.8.6)

LANDSAT/TM 画像を示したもののだが、これから荒川河口からの洪水流に、ほぼ周期的に並んだ大規模渦構造の存在が確認できる。このような大規模渦構造は、土砂や栄養塩などの物質輸送に多大な影響を及ぼすことから、河口域での流動特性を把握するためには、大規模渦構造まで含めた形で数値解析を行っていくことが必要となるが、これまでこのような観点に基づいた研究はほとんど行われていない。

そこで本研究では、河口域において重要な支配要因となる水深変化と密度場の空間的非一様性による効果に着目し、1) 流下方向の海底勾配が水平大規模渦に及ぼす効果と、2) 河口からの浮力フラックスの違いが河川フロントの三次元構造に与える影響を、数値シミュレーションにより明らかにすることを試みた。

2. 海底勾配が水平大規模渦発生・発達過程に及ぼす影響

(1) 計算概要

まず、河口域において特徴的に見られる流下方向の海底勾配が流れ場に現れる水平大規模渦構造に及ぼす影響について検討を行う。そこで、ここでは、河口域が一般的に浅海域であることに着目して、浅水方程式と連続式を基礎式とした密度一定の単層平面二次元の枠組みで数値計算を行う。また、ここでの乱流モデルについては、

* 正会員 工 博 東京工業大学教授 大学院情報理工学研究科情報環境学専攻

** 正会員 修(工) 東京工業大学助手 大学院情報理工学研究科情報環境学専攻

*** 学生会員 学 士 東京工業大学大学院情報理工学研究科情報環境学専攻修士課程

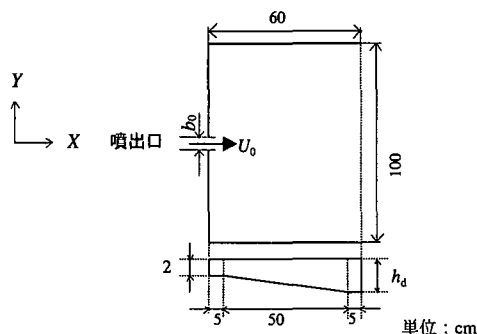


図-2 計算領域 (海底勾配)

浅海域における水平大規模渦シミュレーションに適している灘岡・八木 (1993) により開発された SDS-2 DH モデルを用いることとする。このモデルでは、卓越する水平スケールと比べて水深が十分に小さい浅水域における乱流現象を、平面二次元的な水平大規模渦 (以下、HLE) 運動と水深スケール以下の三次元的な乱流運動 (SDS 乱れ) に分離して取り扱うもので、前者に関しては運動量保存則の直接計算より求め、また、後者に関しては乱れエネルギーの輸送方程式より算出している。このように、SDS-2 DH モデルは、大規模渦の発生・発達過程を直接シミュレートし得る乱流モデルであることから、この河口域における水平大規模渦計算に適しているものと考えられる。なお、ここで用いる基礎方程式系の詳細に関しては灘岡・八木 (1993) を参照されたい。

ここでの計算条件としては、図-2 に示すような計算領域を設定し、噴出口幅 b_0 を 1 cm、流入速度 U_0 を 30 cm/s とした。水深分布に関しては、噴出口での水深を 2 cm と固定し、 $x=5\sim 55$ cm の間に直線的に変化する水深分布を与えている。本研究では、海底勾配効果に着目していることから、上述した条件を固定して、勾配のみを変化させた場合 (ここでは、1/10, 1/20, 0 (勾配なし) の 3 ケース) の計算を行った。また、計算格子数は X 方向 60, Y 方向 200 とし、時間刻み幅を 10^{-3} s とした。

境界条件に関しては、上流面及び側面に関しては slip 境界条件を、噴出口では上述した流入速度 U_0 を与えている。また、下流面に関しては、流れ場中の渦構造がうまく計算領域から流出するように、流出境界条件を与えており、そこでの流出速度に関しては、Dai ら (1994) と同じように設定している。また、計算初期には静止条件を与えている。

(2) 計算結果と考察

a) 瞬間流動構造

まず、海底勾配が水平大規模渦構造に及ぼす基本的な特性を把握するために、海底勾配 1/10, 1/20, 0 (勾配なし) における典型的な瞬間渦度コンターを図-3 に示

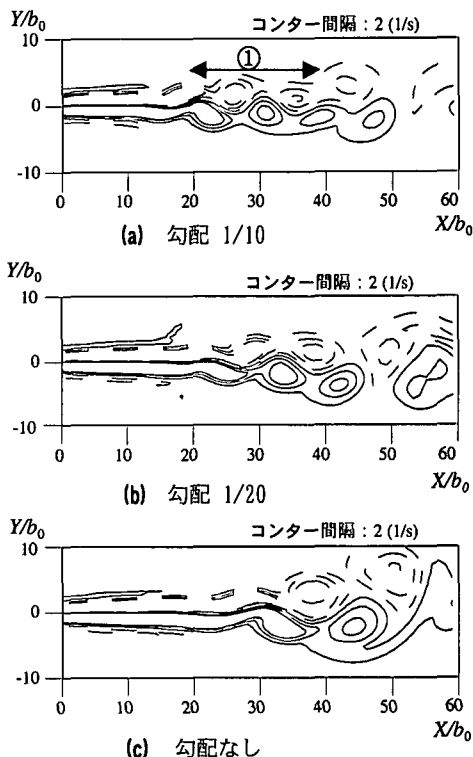


図-3 瞬間渦度コンター (実線: 負, 点線: 正)

す。図中では、大規模渦構造を見やすくするために、渦度のコンター線が $-5\sim 5\text{ s}^{-1}$ までの範囲について 2 s^{-1} 間隔で描かれている。これを見ると、大規模渦構造が発生し、それが流下方向とともに発達している様子が 3 ケース共通して見られる。しかしながら、その詳細を見てみると、大規模渦の発生位置に関しては、勾配 1/10 のケースが最も噴出口に近くなっている。また、大規模渦発生後の渦の発達速度や渦サイズは勾配 0 のケースが最も大きくなっており、海底勾配の相違により水平大規模渦の発生・発達過程が大きく変化している様子が観察される。特に、海底勾配 1/10 のケースでは、大規模渦の発生は他のケースより早まっているものの、同図中①の矢印に示されているように、その後の大規模渦の発達が抑制されていることが分かる。このような抑制要因としては、海底勾配の存在に伴う渦管のストレッチング作用によるものと考えられる。

b) 各種統計量の流下方向特性

次に、このような流動特性の違いを定量的に把握するために、時間平均された、中心軸上における流下方向速度 U_c と流下方向速度の半値幅 $b_{1/2}$ 、流下方向速度の乱れ強度の HLE 成分 $\bar{U}$ と SDS 成分 $\bar{u}$ を図-4 に示す。各々の量は、流入速度 U_0 や噴出口幅 b_0 、軸上速度 U_c で無次元化されている。まず、流下方向速度 U_c に関して見ると、流下方向距離が大きくなるとともに、各計算

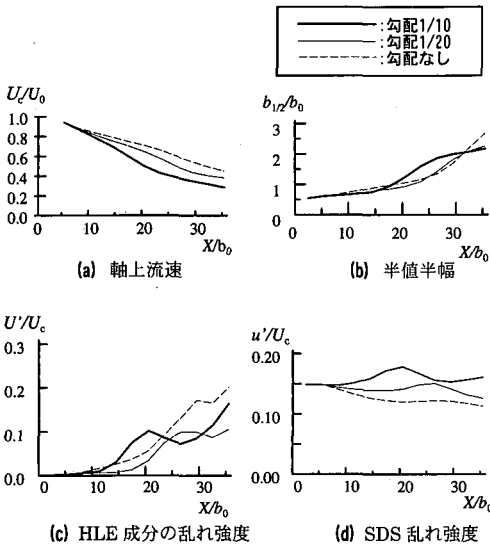


図-4 各種統計量の流下方向特性

ケース間の差が生じてきて、海底勾配とともに流速は小さくなっている。次に、半値幅 $b_{1/2}$ について着目すると、噴出口のごく近傍ではほとんど差が生じないものの、 $15 < X/b_0 < 30$ の範囲では海底勾配 1/10 のケースが、 $X/b_0 > 30$ では勾配 0 のケースが最大となっていることが分かる。このような結果は、上述した大規模渦構造の発達過程と対応している。すなわち、勾配 1/10 のケースでは、大規模渦の発生が最も早いため半値幅も相対的に大きくなり、また、その後の大規模渦の発達過程が抑制されることに伴って、半値幅の流下方向増加率が減少し、勾配 0 のケースより半値幅が小さくなっている。同様な大規模渦発生・発達過程と半値幅の関係は、勾配 0 のケースにも当てはまる。また、勾配 1/20 のケースでは、 $X/b_0 < 30$ では勾配 0 と、 $X/b_0 > 30$ では勾配 1/10 のケースとほぼ同じ値となっている。

次に、HLE 成分の乱れ強度に着目すると、噴出口近傍では勾配 1/10 のケースが、遠方では勾配 0 のケースがそれぞれ卓越しており、これも上述した大規模渦構造の発生・発達過程に対応した結果となっている。また、勾配 1/20 のケースでは、全般的に小さな値となっていることが分かる。さらに、乱れ強度の SDS 成分に関しては、海底勾配とともにその大きさが増加していることが分かる。これは、水深の増加とともに、SDS 乱れの長さスケールが増加することに伴って、SDS 乱れの消散項が小さくなるとともに、大規模渦成分からの SDS 乱れエネルギー生産項が大きくなるためであると考えられる。

以上のことを整理すると、海底勾配 1/10 のケースでは、噴出口近傍での HLE 成分の乱れ強度や半値幅が他のケースよりも大きくなるが、その遠方では、半値幅の

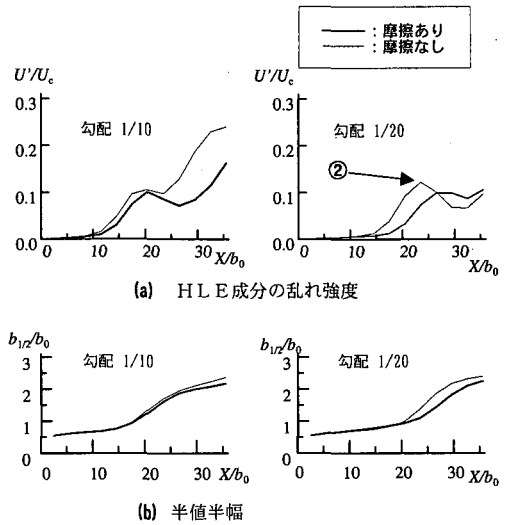


図-5 水平大規模渦特性に及ぼす底面摩擦効果

流下方向増加率が減少し、乱れ強度も勾配 0 のケースより小さい値となっている。また、勾配 1/20 における半値幅や HLE 成分の乱れ強度は、他のケースと比べて全般的に小さい値を取っており、海底勾配の違いが乱れ強度や半値幅に多大な影響を及ぼしていることが分かる。

c) 海底勾配が大規模渦特性に及ぼす影響に関する考察

上述したような海底勾配と大規模渦発生・発達過程との力学的関係を明らかにするために、ここでの要因として挙げられるストレッチング作用と底面摩擦効果について考察を行う。渦管のストレッチング作用は、一般的には、大規模渦運動を促進するように寄与し、また、底面摩擦はそれを抑制するように作用する。ここでは、この底面摩擦効果をより分かりやすい形で調べるために、摩擦を考慮しない計算を海底勾配 1/10、1/20 のケースにおいて行い、底面摩擦を考慮した場合の結果と比較することを試みた。そこで得られた半値幅と HLE 成分の乱れ強度分布の流下方向変化を図-5 に示す。勾配 1/10 のケースに関して見てみると、底面摩擦を考慮しないケースでの HLE 成分の乱れ強度は、底面摩擦を考慮した時と比べて、大規模渦の発生過程に相当する部分 ($X/b_0 < 25$) では、さほど有意な差が見られず、また、半値幅についても、両者はほとんど一致していることが分かる。これに対して、海底勾配 1/20 のケースでは、両者の間の HLE 成分の乱れ強度や半値幅に関しては、有意な差が生じていることが分かる。具体的には、摩擦なしのケースの乱れ強度分布は、摩擦ありの分布形と類似しているが、そこでのピーク位置が噴出口側へシフトしており（図中②）、それに伴って、半値幅も増加していることが確認される。このようなことは、海底勾配の違いに伴って、底面摩擦の影響の受け方が異なることを示している。この

ように海底勾配とともに底面摩擦の効果が減少するのは、平面二次元の運動方程式中における底面摩擦項が、水深に反比例する形になっているためである。

以上のことから、海底勾配 1/10 のケースでは、底面摩擦よりもストレッチング作用の効果が顕著になり、大規模渦の発生を早め、噴出口近傍での半値幅などが大きくなっているが、勾配 1/20 のケースでは、底面摩擦の効果により、大規模渦運動は相対的に抑制され、大規模渦発生が勾配 1/10 のケースに比べ相対的に遅く、HLE 成分の乱れ強度などが他のケースと比べて全般的に小さくなるものと考えられる。

3. 浮力フラックスの違いが河口フロントの三次元構造に及ぼす影響

(1) 計算概要

次に、河口流動場を決定づける重要な要因の一つである密度場の空間的な非一様性が、河川フロント内の流動構造、特に三次元構造に及ぼす影響を明らかにすることを試みる。ここでは、河川フロントの三次元構造を解明するために、ブシネスク近似された 3 次元運動方程式と連続式、密度保存式を基礎式として、乱流モデルとしては、LES (Large Eddy Simulation) を用いることにする。ここでの LES は、SGS (Sub-Grid Scale) 乱れに関する輸送方程式を用いる 1 方程式タイプに基づいて、鉛直密度成層の効果を反映して渦動粘性係数を評価している (大宮司ら, 1998)。

ここで用いる計算条件としては、図-6 に示している計算領域を設定し、噴流口幅 b_0 を 1 cm、流入水深 h_0 を 1 cm、流入速度 U_0 を 15 cm/s とし、また、静止流体中の水深 H は 5 cm と一定とした 3 次元表層密度噴流場を計算対象としている。また、ここで着目している密度場の空間的な非一様性の与え方に関しては、噴出口からの放流流体の密度 ρ_0 を周囲流体の密度 ρ_a よりも軽くすることにより実現している。具体的には、河口密度フルード数が相対的に小さいケース (河口密度フルード数 $F_r = 3.4$ 、密度偏差 $\Delta\rho = (\rho_a - \rho_0) = 0.02 \text{ g/cm}^3$) と相対的に大きいケース ($F_r = 6.8$ 、 $\Delta\rho = 0.005 \text{ g/cm}^3$) の 2 ケースに関して検討を行った。また、計算格子数は X, Y, Z 方向にそれぞれ、 $40 \times 60 \times 10$ であり、計算時間刻み幅は、 $5 \times 10^{-3} \text{ s}$ とした。境界条件については、上流面及び側面には slip 条件、底面には対数則条件、上面では水面条件を与えており、下流端では 2.(1) で記述した方法と同じ流出境界条件を与えた。

(2) 計算結果

まず、流れ場の平面構造を調べるために、計算開始 7.5 秒後における表層上の瞬間流速ベクトルを図-7 に示す。これを見ると明らかなように、密度フルード数大の

場合には、比較的中心軸付近に集中して流れが生じているのに対して、密度フルード数小の場合には、河川フロントは放射状に大きく広がっており、密度フルード数大の場合とは大きく異なることが分かる。

また、中心軸上の縦断面内の流動構造を把握するために、同時刻における中心軸近傍での縦断面内の流速ベクトルと密度偏差コンターを図-8 に示す。これを見ると、密度フルード数小のケースでは、密度差に起因した浮力作用が卓越することにより、噴出口近傍において鉛直上昇流が形成されて、河川フロントの層厚が減少するとともに、安定成層効果により、鉛直循環流が抑制されてフロントの層厚が流下方向に維持されている様子がうかが

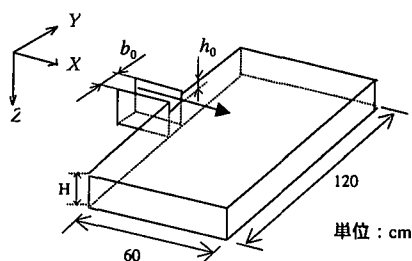


図-6 計算領域

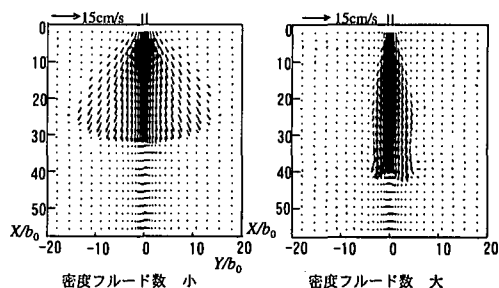


図-7 表層での流速ベクトル

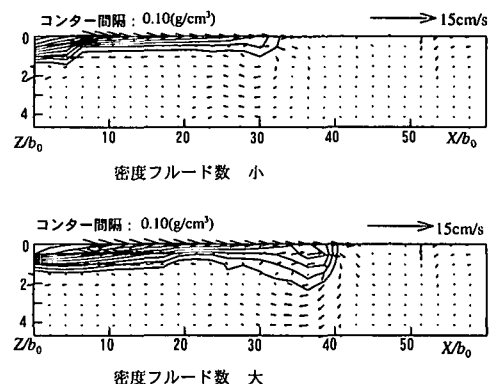


図-8 縦断面内における流速ベクトルと密度コンター

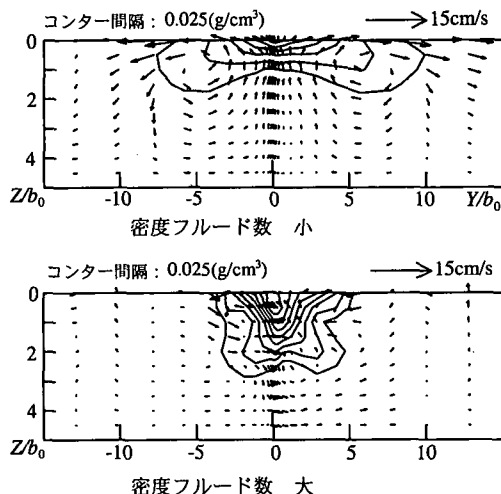


図-9 横断面内での流速ベクトルと密度コンター($t=7.5s$)

える。それに対して、密度フルード数大のケースでは、相対的に密度効果が小さいことから、密度フルード数小のケースと比較すると、フロント層厚や鉛直循環流強度は大きく、特に、フロント前面部($X/b_0=35$ 近傍)においては、明確な渦構造が形成・発達し、そのサイズはほぼ水深と同程度になっていることが分かる。

さらに、河川フロントの三次元構造を明らかにするために、フロント背後における横断面内の流速ベクトルと密度偏差コンターを図-9に示す。密度偏差コンターを見ると、上述した平面・縦断面構造と対応しており、密度フルード数小の場合には、フロント厚さは小さいが Y 方向には大きく広がっているのに対して、密度フルード数大の場合には、その逆で水深方向には大きく広がっているものの Y 方向の広がりは相対的に小さくなっていることが分かる。また、流速ベクトルに着目すると、密度フルード数小の場合には、中心軸付近で上昇流が、その周辺で下降流が発生し、明確な縦渦構造が生じているのに対して、密度フルード数大のケースではそのような明確な構造は見られない。このような縦渦構造の形成過程としては、図-7の河川フロントの平面分布を見ると明らかのように、密度フルード数小のケースでは、密度差に起因して河川フロントが放射状に広がり、発散が生じていることから、それを補償するために、中心軸付近で

は上昇流が生じる必要があり、このケースにおいて明確な縦渦構造がフロント部に形成されているものと考えられる。以上のことから、河口部での密度フルード数の違いにより、河川フロント内での平面パターンや鉛直循環流強度、縦渦構造などが大きく変化することが明らかとなった。

4. おわりに

(1) 海底勾配が水平大規模渦構造に及ぼす影響を把握するために、SDS-2 DH モデルに基づいて平面二次元解析を行ったところ、海底勾配の大きさにより、瞬間流動パターンや HLE 成分の乱れ強度、半値幅などが大きく異なることが示された。この要因としては、海底勾配の違いに伴って、大規模渦発生・発達を促進する渦管のストレッチング作用と抑制する底面摩擦効果のバランス構造に変化が生じることが考えられる。

(2) 河口部での浮力フラックス(密度フルード数)の違いが河川フロントの3次元構造に及ぼす影響を解明するために、密度成層効果を考慮した LES を用いて数値シミュレーションを行った。その結果、河口密度フルード数が相対的に小さい場合には、河川フロントが放射状に広がる平面パターンが形成されるとともに、明確な縦渦構造が形成されるなど、密度フルード数が大きい場合とは大きく異なる3次元フロント構造となることが明らかとなった。

参考文献

- 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, pp. 401-420.
- 中辻啓二・許 再寧・室田 明 (1991a): 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・許 再寧・室田 明 (1991b): 河川ブルームの拡がり特性とその物理機構, 土木学会論文集, No. 434/II-16, pp. 29-36.
- 中辻啓二・湯浅楠勝・村岡浩爾 (1993): 河口周辺部における河川流出の流動構造, 土木学会論文集, No. 461/II-22, pp. 31-38.
- 灘岡和夫・八木 宏 (1993): 浅い水域の乱流場に関する数値計算モデルの開発と沿岸流場への適用, 土木学会論文集, No. 473, pp. 25-34.
- Dai, Y., T. Kobayashi and N. Taniguchi (1994): Large eddy simulation of plane turbulent jet flow, *Int. J. JSME (Series B)*, Vol. 37, No. 2, pp. 242-253.