

# 河口周辺部における河川流出流の流動構造

中辻啓二\*・湯浅楠勝\*\*・村岡浩爾\*\*\*

河川域と海域を連結するモデル河口域を想定して、密度フルード数が1~2程度で放出される河川流出流の動態を自由水表面を有した三次元数値実験によって検討した。横方向への拡がりや浮力効果が河口を出た直後から有効に働き、一時加速現象や分岐現象が現れる。これらの現象は河口特有の現象であり、数値実験においても確認できた。また、河口近傍の微小な水面勾配が流動特性に主要な役割を果たしていることが分かった。

**Keywords:** river plume spreading, buoyancy effects, 3-D numerical experiment.

## 1. 緒 言

河口は河川と海との接点であり、陸域から流出してきた淡水と海水とが混合する水域である。近年、河口域の埋立や人工島の建設が活発に行われている。これらの埋立地が河川水の流出を妨げたり、密度構造の変化や河口水位の上昇を引き起こす恐れがある。それゆえ、河口付近の水面形と流動構造を定量的に把握することが河川工学上重要な課題となっている。海水が河口域に流入して塩水楔を形成する過程の研究は古くから盛んであるが、河川水が海表面を拡がる力学機構の研究は数少ない。

発電施設からの温排水に観られる熱ブルームと本研究で対象とする河川ブルームとの相違点は、河川ブルームでは密度差が非常に大きいことである。放流密度フルード数の値で比較すれば、熱ブルームではおよそ3.0以上であるのに対して、河川ブルームでは1.0近傍である。したがって、浮力効果がせん断効果に勝って河川ブルームの流動に影響を及ぼすことになる。

現地実測や水理実験から、河川ブルーム特有の現象として一時加速領域の存在と分岐現象が挙げられている。Kashiwamura<sup>1)</sup>やMurota et al.<sup>2)</sup>は流線の水平方向拡がり率と表層厚の変化率の比較から加速領域の存在を説明している。また、福岡ら<sup>3)</sup>は流線の曲がりによる静水圧からの差圧の効果として一時加速現象の説明を行っている。一方、Kawai<sup>4)</sup>は信濃川で実測した濃度分布から、河川水が中心軸から左右に分岐しながら伸びていく現象を観測した。その分布がハートの形をしていることからハートブレイクモデルを提唱した。このような横方向への過剰な拡がりを呈する現象はChesapeake湾やCol-

umbia川においてもBouman<sup>5)</sup>によっても観測されている。Wang<sup>6)</sup>は室内水理実験において同様の分岐現象を発見し、lock-exchangeモデルの類推から現象の説明を行った。両現象はともに横方向圧力勾配が作用している結果であると想像される。しかしながら、その物理機構はまだ明確ではない。

河川計画の基本となる不等流計算において河口水位が下端条件を与える意味から、洪水時の河口水位の決定は重要である。しかしながら、従来の考え方(例えば、建設省河川砂防技術基準(案))において密度流の影響を積極的に導入した例は見あたらない。河川勾配が急峻でない国外において研究例が少ないのは当然であるが、わが国においても洪水流の河口条件の研究は、著者らが知る限り、板倉<sup>7)</sup>の実験と福岡ら<sup>3)</sup>、板倉・岸<sup>8)</sup>の研究があるに過ぎない。

著者らは先の論文<sup>9),10)</sup>で河口から噴出する河川ブルームの拡がり特性を三次元密度流数値モデルを用いて検討した。しかしながら、境界条件を河口で与えたために、前述したような河口周辺で観測される河川ブルーム特有の流動特性を議論するまでには到らなかった。そこで、本研究では河川域と海域とを連結したモデル河口域を想定して、所定流量を河口上流端で与えた河川流出流の数値実験を実施する。とくに、河口近傍での河川流出流の三次元構造を一時加速領域と分岐現象の存在に着目して解析し、洪水流出流の拡がり機構について考察する。

## 2. 数値モデルの概要

三次元密度流数値モデルならびに乱流輸送係数の表現は前報<sup>9),10)</sup>と同じである。すなわち、静水圧近似ならびに境界層近似を仮定すると、密度流を支配する質量、運動量および密度偏差 $\Delta\rho (= \rho_a - \rho)$ の保存則に基づいて、次のような連続方程式、3方向の運動方程式、ならびに拡散方程式を得る。

\* 正員 工博 大阪大学助教授 工学部土木工学科  
(〒565 吹田市山田丘2-1)

\*\* 正員 工修 北海道開発局 港湾部

\*\*\* 正員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{DU}{Dt} = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \epsilon_x \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \epsilon_y \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \epsilon_z \frac{\partial U}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{DV}{Dt} = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \epsilon_x \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \epsilon_y \frac{\partial V}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \epsilon_z \frac{\partial V}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (3)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - g \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{D\Delta\rho}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left( K_x \frac{\partial \Delta\rho}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( K_y \frac{\partial \Delta\rho}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_z \frac{\partial \Delta\rho}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} + V \frac{\partial}{\partial y} + W \frac{\partial}{\partial z}$$

ここに、座標系は原点を河口の中心軸の平均水面にとり、流下方向に  $x$  軸、横方向に  $y$  軸、鉛直上向きに  $z$  軸とする。 $U, V, W$  はそれぞれ平均流速の  $x, y, z$  方向成分、 $P$  は圧力、 $\rho$  は密度、 $\rho_a$  は基準（周囲水の）密度、 $\Delta\rho (= \rho_a - \rho)$  は密度偏差、 $g$  は重力加速度である。 $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$  ならびに  $K_x, K_y, K_z$  はそれぞれ  $x, y, z$  方向の渦動粘性係数と渦拡散係数である。

運動量と密度偏差の乱流輸送は渦動粘性係数と渦拡散係数を用いて平均流速勾配あるいは平均密度勾配との積で表現される。密度場由来する成層効果は一般に鉛直方向の  $\epsilon_z$  および  $K_z$  の項で考慮される。それらは勾配型リチャードソン数  $R_i$  の関数として表される。前報<sup>9)</sup>での考察から、 $\epsilon_z$  に関しては Webb<sup>11)</sup> の提案式が、 $K_z$  に関しては Munk・Anderson<sup>12)</sup> の提案式が河川ブルームに対して最も合理的な解が得られることが分かった。これらの成層化関数は次式のようなのである。

$$\epsilon_z / \epsilon_{zN} = (1 + 5.2R_i)^{-1} \dots\dots\dots (6)$$

$$K_z / \epsilon_z = (1 + 10/3 \cdot R_i)^{-3/2} (1 + 10R_i)^{-1/2} \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 $\epsilon_{zN}$  は均質流体場での鉛直方向渦動粘性係数である。水平方向の渦動粘性係数や渦拡散係数に対しては成層の影響を考慮しないのが一般的な取り扱いである。

数値モデルは式 (1)~(5) を各コントロール・ボリュームで積分し、それらを有限差分近似式に変換することによって定式化される。水位変動と移流項の差分近似に工夫を凝らして、計算精度の向上と計算の安定性を高める配慮を施している。その詳細は前報<sup>9)</sup>に記述したので、参照されたい。

モデル河口域は Fig.1 に示すように、河道部（長さ  $L_0 = 60$  cm, 半幅  $B_0 = 4$  cm, 水深  $H_m = 2.8$  cm）と海域部（長さ  $L = 400$  cm, 半幅  $B = 150$  cm, 水深  $H = 23.8$  cm）を連結させた、河川中心軸から片側半領域を想定した。 $x$  軸方向の底面に傾斜を設けている。その勾配は河道部で 4/100、海域で 25/100 である。格子網は河道部では

Table 1 Experimental conditions.

| Run | $Q_0$ (cm <sup>3</sup> /s) | $\epsilon_0$ | $Fd_m$ |
|-----|----------------------------|--------------|--------|
| I   | 8.3                        | 0.003        | 1.06   |
| II  | 12.5                       | 0.003        | 1.24   |
| III | 16.6                       | 0.003        | 1.51   |
| IV  | 16.6                       | 0.001        | 2.23   |

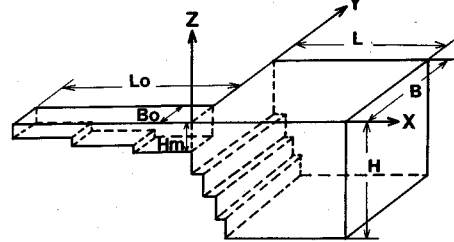


Fig.1 Model estuary and coordinate system.

$60 \times 4 \times 8$  ( $\Delta x = 1$  cm,  $\Delta y = 1$  cm,  $\Delta z = 0.3 \sim 0.4$  cm), 海域部では  $31 \times 25 \times 19$  ( $\Delta x = 1.0 \sim 67.1$  cm,  $\Delta y = 1.0 \sim 19.3$  cm,  $\Delta z = 0.3 \sim 5.5$  cm) の不等間隔格子から構成されている。離散化時間間隔は流量によって異なるが 0.001 秒から 0.002 秒に選んだ。

実験は初期相対密度差  $\epsilon_0 = \Delta\rho_0 / \rho_a$ , 流量  $Q_0$  の淡水を河川上流端から放流して行った。上流端水深は  $h_0$  である。実験条件は Table 1 に示す。表中の密度フルード数  $Fd_m$  は  $U_{ms} / \sqrt{\epsilon_{ms} g h_m}$  で定義される河口での値である。ここに、 $U_{ms}, \epsilon_{ms}$  は河口表層での流速ならびに相対密度差、 $h_m$  は河口での平均密度差分布の nominal boundary ( $\epsilon_{ms}$  の 2% を示す水深) までの表層厚であり、計算値から算出した。 $g$  は重力加速度、 $\rho_a$  は周囲海水の密度を表す。均質流体に対する鉛直方向渦動粘性係数ならびに水平方向渦動粘性係数と渦拡散係数はそれぞれ次式を用いた。

$$\epsilon_{zN} = 0.0256 Q_0 / h_0 \dots\dots\dots (8)$$

$$\epsilon_x = \epsilon_y = K_x = K_y = 0.0256 Q_0 / 2B_0 \dots\dots\dots (9)$$

また、境界条件は次のように設定する。

- 上流端  $Q = Q_0, \Delta\rho = \Delta\rho_0, \partial\zeta/\partial x = 0$
- 海域境界  $\partial^2 V_n / \partial x_n^2 = \partial^2 V_n / \partial x_n^2 = \partial^2 \Delta\rho / \partial x_n^2 = 0, \zeta = 0$
- 中心軸  $\partial U / \partial y = \partial \Delta\rho / \partial y = \partial \zeta / \partial y = 0, V = 0$
- 水表面  $\partial U / \partial z = \partial V / \partial z = \partial \Delta\rho / \partial z = 0$
- 底面  $\rho \epsilon_n \partial V_n / \partial x_n = \tau_x, K_n \partial \Delta\rho / \partial x_n = 0$

ここに、添字 “ $n$ ” および “ $h$ ” は各々境界の法線成分および接線成分を表す。また、 $\tau_x$  は底面固定境界におけるせん断応力である。

### 3. 実験結果

数値実験では一定流量を河川上流端から放流し続け

て、非定常な計算を繰り返して行く。したがって、河川ブルームの拡がり範囲は時間とともに増大することになる。Run III に対して演算時間と拡がりの時間変化の関係を前もって調べた結果、放流した河川水は2万回の演算回数でY方向の沖合い開境界に到達していることが分かった。また、演算回数が2万回以降では、河口近傍 ( $x/2B_0 \leq 15$ ) の領域での流動特性と密度分布は河川水の流入にかかわらずほぼ定常状態にあることが分かった。したがって、以下の議論は上記領域で得られた疑似定常状態の数値解に対して行うことにする。

(1) 水平方向拡がり特性

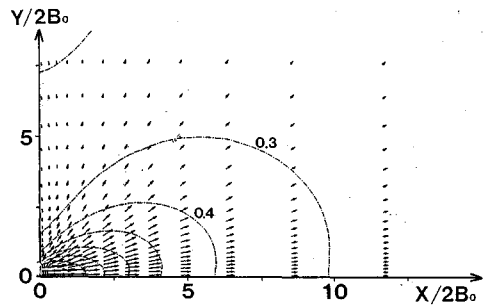
Fig.2 は表層 (静水面下 0.15 cm) での流速ベクトルと密度偏差  $\Delta\rho/\Delta\rho_0$  の水平方向分布を示す。同図の等密度差線は初期密度差  $\Delta\rho_0$  の 10% 毎に示す。図 (a) ~ (c) はそれぞれ Run I, III, IV の計算結果である。

河川水の放流流量の少ない Run I では、流速ベクトルが河口から指数関数的に横方向へ拡がっており、吉田ら<sup>13)</sup>や吉田<sup>14)</sup>が水理実験および実河川で観測した濁水時もしくは平水時のポテンシャル流型流れになっていることが分かる。Run II, Run III と放流流量が増加するにつれて、流下方向への運動量流束が卓越するために、横方向へ拡がっていた流れが流下方向に直進性を帯び出してくる。河道を出てすぐの外向きの流速ベクトルの角度を比べてみると、Run I では約 45 度であったのが、Run III では約 30 度になっている。放流流量が大きく、且つ密度差の小さい Run IV では、流れは完全に直進性を帯びて、放物型に流下方向に拡がっている。これは河口密度フルード数が  $Fd_m = 2.23$  と大きく、洪水時に相当する噴流型流れに近いものであることが分かる。

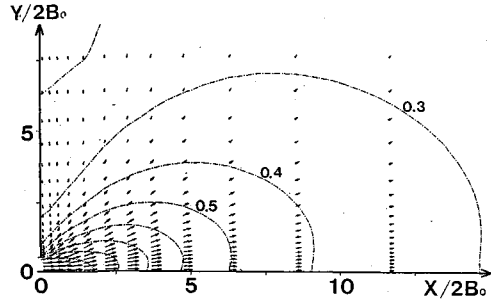
表層での密度分布を比べてみると、 $Fd_m$  数の小さな Run I が河口近傍で円形状に近い拡がりを見せているのに対して、 $Fd_m$  数の大きな Run IV では流下方向に長く引き伸ばされた分布形状をとっているのが特徴的である。また、 $\Delta\rho/\Delta\rho_0 = 0.5$  の拡がり範囲を比較してみると、Run I では  $x/2B_0 = 4.0$ ,  $y/2B_0 = 1.6$  であるのに対して、Run IV では  $x/2B_0 = 8.6$ ,  $y/2B_0 = 2.6$  である。さらに、 $\Delta\rho/\Delta\rho_0 = 0.3$  の拡がりりとなると、前者は  $x/2B_0 = 9.9$ ,  $y/2B_0 = 5.0$ 、後者は  $x/2B_0 = 17.5$ ,  $y/2B_0 = 6.6$  となり、表層における河川水の拡がり範囲ならびにその形状に大きな違いがみられる。

(2) 鉛直方向拡がり特性

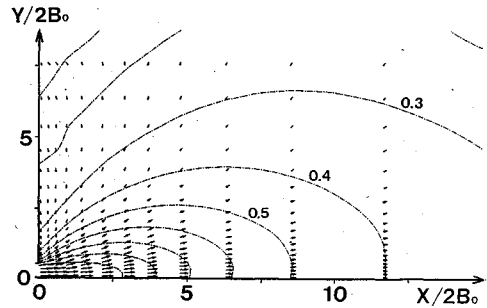
Fig.3 は河川中心軸に沿った流速  $U/U_0$  と等密度差線の鉛直方向分布を示し、Fig.2 に対応している。図中の等密度差線は  $\Delta\rho_0$  の 20% 毎に示している。また、一点鎖線は  $\Delta\rho/\Delta\rho_0 = 2\%$  の等値線を示し、慣例にしたがって表層水深と定義する。河口での表層厚 (淡水層厚) はそれぞれ 1.76, 2.18, 2.67 cm であった。但し、河口の幾何学的水深は 2.8 cm である。Run I と Run III で



(a) Run I ;  $Fd_m = 1.06$



(b) Run III ;  $Fd_m = 1.51$



(c) Run IV ;  $Fd_m = 2.23$

Fig.2 Surface velocity vector and isopycnals for different  $Fd_m$ .

は、河道部において淡・塩水の鉛直二層構造を形成しているのに対し、Run IV では放流淡水が河道部においてほぼ全水深にわたり拡がり続け、海水の河道内への浸入が見られないのが分かる。本計算においては河道の上流端で流量を、海域の下流端で水位 0.0 cm を設定していることから、外力として考えられるものは上流端で与えられる運動量流束と浮力流束である。したがって、通常河口域で見られる塩水くさびを正確に表現し得ない。このことから判断すると、Fig.3 に見られた流動構造の違いは上流端境界条件に依存することになる。

Run I の河道内の断面平均密度フルード数を調べてみると、 $x/2B_0 = -5.0$  付近から河口付近まで  $Fd \approx 1$  を保ち続けていることが判明した。一般に河口での  $Fd = 1$  は二成層密度流の理論解析においては支配断面を与えるという重要な意味あいをもつ。しかし、ここでは運動量流束と浮力流束がつりあっていることをただ単に表して

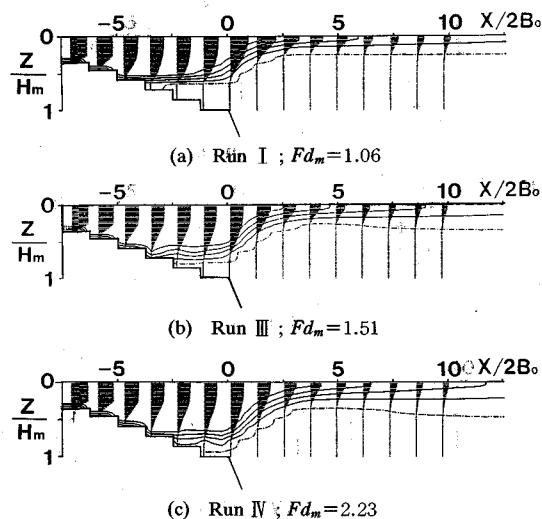


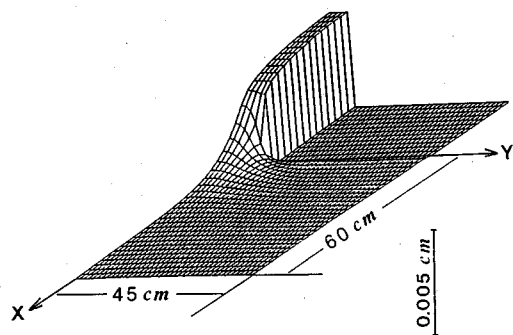
Fig.3 Vertical distributions of velocity vector and isopycnals along river plume centerline for different  $Fd_m$ .

おり、Fig.3 (a) の河道内に見られるように上層厚が一定に保たれながら流下していく安定した状態を表している。Run II や Run III になると、放流流量が Run I に比べて増加しているため、運動量流束が卓越し、そのせん断効果によって河口近くまで上層厚を増しながら流下しているのが分かる。

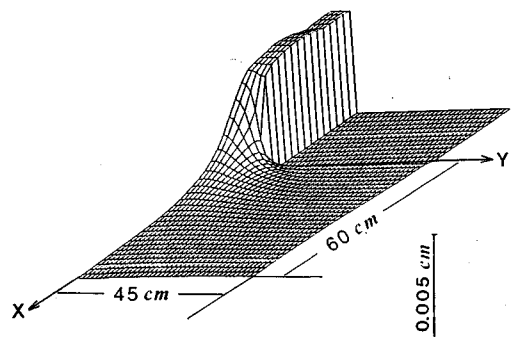
一方、Run IV に関しては放流流量が大きく、且つ淡水の密度差が小さいため、河道内での断面平均密度フルード数は  $x/2B_0 = -5.0$  付近から河口まで  $Fd = 2 \sim 3$  を保ち続けている。そのため、河道内では浮力効果の影響はほとんど現れず、卓越した運動量流束によるせん断効果ならびに連行現象により鉛直方向の混合が促進されて、上層厚は拡がり続ける。放流された河川水は水表面から河床まで河道内全域に拡がりながら流下しているのが、Fig.3 (c) から分かる。河口密度フルード数が  $Fd = 2$  を越えるような流れは主に実河川における洪水時の流動形態を表している。

河口を出てからの密度境界面は浮力効果によって急激に上方へ押し上げられている。これは河道部側壁がなく水平方向への拡がりが可能となったこと、密度差による下方からの浮力が河川水を下から押し上げるような形で働いているためと考えられる。

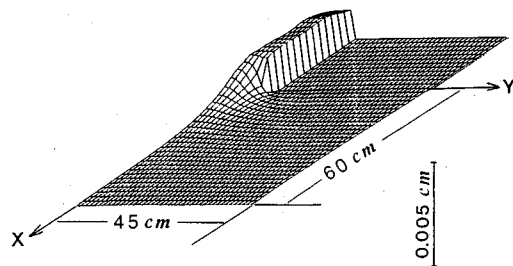
河口を出て一旦急激に減少した表層水深は、 $x/2B_0 = 5$  付近で最小値をとり、それ以後ほぼ一定の表層水深を保ち続けるか、もしくは若干層厚を増しながら沖側に伸びているのが同図から分かる。 $x/2B_0 = 10$  での表層厚を比較すると、それぞれ 0.72, 0.95, 1.28 cm であり、その厚さは意外と小さい。表層水深が最小となる位置は後で述べる密度フルード数が沖合いで最大値をとる位置とだいたい一致しているのは興味深い。これらの位置は



(a) Run I ;  $Fd_m=1.06$



(b) Run III ;  $Fd_m=1.51$



(c) Run IV ;  $Fd_m=2.23$

Fig.4 Water surface elevations for different  $Fd_m$ .

河口密度フルード数の増加にともない一般に沖方向へ移動する傾向にある。

### (3) 水面形状ならびに河口水位上昇量

河川水の拡がりを視覚的にとらえるために水面形状を三次元的に表示したのが Fig.4 である。同図では河川中心軸 (x 軸) から片側半領域の水位上昇量の分布を示す。

3次元表示の水面形状が各実験で異なって見えるのは、水位上昇量を絶対値 (cm) で表しているためである。また、河道部で水面が若干波打っている部分も見られるが、それは河床勾配 (4/100) を表現するたびに河道の底面に設けた階段状の段差による影響と考えられる。Run IV の値が他に比べて小さいのは、実験条件 Table 1 に示されるように放流淡水の相対密度差  $\epsilon_0$  が他の実験に比べて 1/3 であることに原因している。

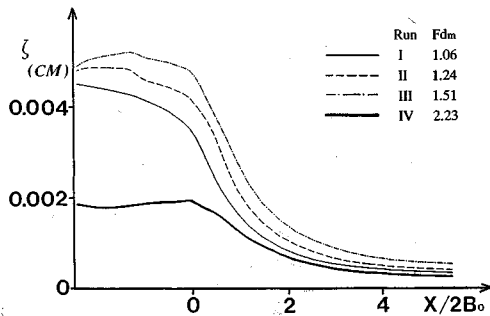


Fig.5 Longitudinal variation of water surface elevations along river plume centerline for different  $Fd_m$ .

Fig.5 は中心軸上の水位上昇量  $\zeta$  の流下方向変化を示す。Figs.4, 5 より各 Run とも河口を出てから  $x/2B_0 \leq 2$  の範囲で大きな水面勾配が生じているのが分かる。Run I では水位  $\zeta$  が河口を出てすぐに逓減しているのに対して、Run III では水位  $\zeta$  の逓減が流下方向に引き伸ばされている。これは密度フルード数  $Fd_m$  の小さいブルーム型流れでは、河口の水位上昇による水面勾配(圧力勾配)が河川水を四方へ拡がらせるために大きな影響を与えている。これに対し、 $Fd_m$  数の大きな噴流型流れでは、流下方向の強い運動量流束が水面勾配よりも流動形態に支配的な影響を及ぼすことを示す。そのため横方向に大きな水面勾配が生じているにもかかわらず、河川水は四方へは拡がらずに直進性の流れを示すことになる。

#### 4. 実験結果の考察

##### (1) 密度フルード数の水平方向分布

まず、得られた数値実験結果と実現象との整合性を確認するために、水理実験結果との比較を行う。

Fig.6 は河川ブルームの密度フルード数の水平方向分布を示す。上図は Run III の数値実験結果、下図は対応する西田<sup>15)</sup>の水理実験結果である。密度フルード数  $Fd$  は数値実験・水理実験ともに表層の最大流速値を用いて計算している。上層厚は数値実験では初期密度差の 2% となる水深で、水理実験では淡水を着色することによって得られた目視界面で定義している。

両結果とも密度フルード数  $Fd$  は河口から増大傾向にあり、最大値を呈した後に減少する河川ブルーム特有の傾向を示している。この結果は吉田<sup>14)</sup>が石狩川や天塩川で得た実測結果と一致する。この主要因は河口を出てからの密度界面の急上昇によるものと想像され、密度界面の上がりきった位置と密度フルード数の最大値となる位置が一致することから指摘できる。Run III の最大値は数値実験においても、また水理実験においても同じ値 ( $Fd \approx 2.4$ ) であるが、その位置は両者で若干異なっている。水理実験では河道部・海域部に水平床を用いてお

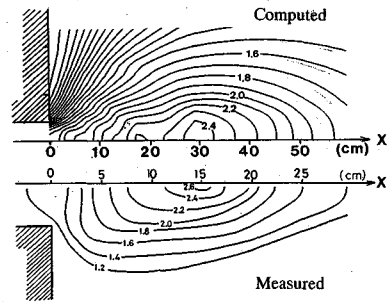


Fig.6 Comparison between computed and measured distributions of densimetric Froude number in case of Run III ( $Fd_m=1.51$ ).

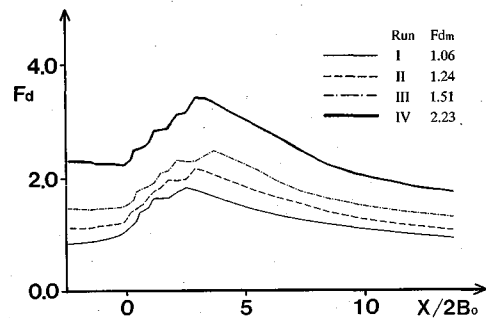


Fig.7 Longitudinal variation of densimetric Froude number  $Fd$  along river plume centerline.

り、河口部が段落ち水路になっている。これに対して、数値実験では河床勾配・海底勾配を考慮して連続的な水路を仮定している。実験条件が両者で異なることが  $Fd$  の水平分布の違いをもたらす原因になっていると考えられる。

Fig.3 の流れの鉛直構造に見られるように、密度境界面は河口を出てすぐに上昇し始め、 $x/2B_0=5$  付近で最も水面に近くなる。密度境界面はその後沖合いに向けて一定水深を保つか、または、少し沈み込みながら水平方向に拡がっていく。水理実験においても一旦上昇した密度境界面が再び沈み込む現象が観察されており、吉田<sup>14)</sup> はこれを arrested wave と呼び、後述する加速領域との関係で議論している。

Fig.7 は中心軸上の密度フルード数  $Fd$  の流下方向変化を  $Fd_m$  数に対して示す。いずれの実験結果も「 $Fd$  数は流下方向に増大して最大値に到達して減少する」Fig.6 の結果と同様の傾向を示している。 $Fd_m$  数が大きいほど、 $Fd$  の最大値が現れる位置は流下方向に移行する傾向にある。

##### (2) 一時加速現象について

Fig.8 は河川ブルームの中心軸上の表層流速の流下方向変化を示す。表層流速は河道内の  $x=-2.5$  cm での表層流速  $U_{-2.5}$  で無次元表示している。

Fig.8 より、各実験結果ともに表層流速が河口を出て

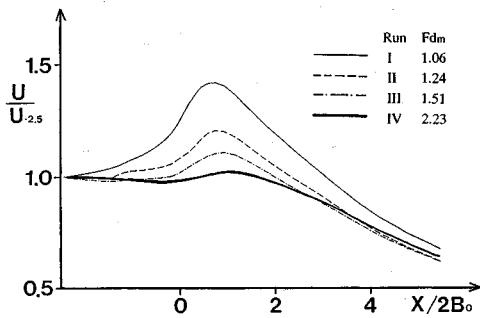


Fig. 8 Longitudinal variation of surface velocity along river plume centerline.

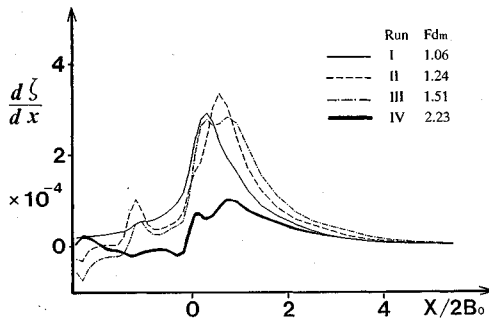


Fig. 9 Longitudinal variation of gradients of water surface elevation along river plume centerline.

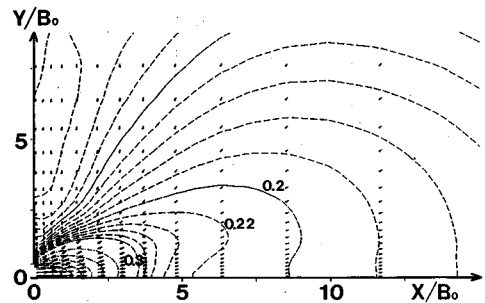


Fig. 10 Contours of isopycnals and velocity vectors at 2nd level of 0.45 cm depth in case of Run III ( $Fd_m = 1.51$ ).

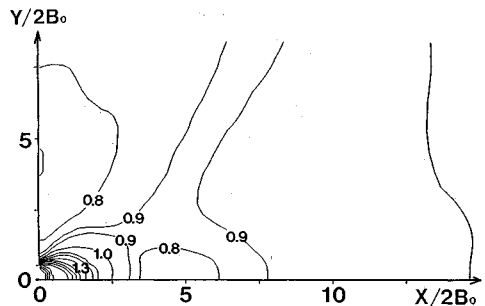


Fig. 11 Horizontal distribution of surface layer thickness (cm) in case of Run III ( $Fd_m = 1.51$ ).

すぐに加速され、やや沖合いの流心近くで最大の流速値を示す一時加速現象が存在しているのが分かる。それは  $0 \leq x/2B_0 \leq 2$  の範囲で顕著である。また、その加速の度合は、河口での密度フルード数が小さい Run I ( $Fd_m = 1.06$ ) で最も大きく、河道内流速  $U_{-2.5}$  の約 1.4 倍にも達している。 $Fd_m$  数の増加とともに、加速の度合は低下していく傾向にある。これは Murota et al.<sup>2)</sup> の積分モデルに基づいた河口近傍の流動分類にしたがえば、流動区分の流動 IV (流動が加速される流動) から流動 III (密度流的に常流の流動) への移行と考えられる。ただし、 $Fd_m = 2.23$  の Run IV では流速の加速傾向はそれほど顕著ではない。このことから、一時加速現象は密度フルード数が 1 近傍の河川流出にに限られると結論できる。一方、密度フルード数の最大値および流速の最大値を示す位置は、淡水放出流量の増加、換言すれば  $Fd_m$  数の増加にともなって河口から沖合いに移動する傾向にある。この数値実験結果は吉田<sup>4)</sup> の現地観測や実験結果と一致している。

Murota et al.<sup>2)</sup> は積分モデルを用いて一時加速現象の生じる原因を流線の横方向への拡がり率と上層厚の変化率の比較から説明したが、ここでは新たに水面勾配による影響について考察してみよう。Fig. 9 は中心軸上の水面勾配の流下方向変化を表す。河口での水位上昇によって生じた流下方向への水面勾配は  $0 \leq x/2B_0 \leq 2$  の範囲

で顕著に現れる。Fig. 8 と Fig. 9 とを比較してみると、一時加速領域のピーク位置と水面勾配のピーク位置がほとんど一致しているのが分かる。これは河口を出てからの水面勾配が  $10^{-4}$  という非常に微小な値であるにもかかわらず、圧力勾配として表層の河川水を加速させるのに重要な役割を果たしていることを示唆している。

### (3) 分岐現象について

Fig. 10 は Run III における第 2 層 (水深 0.45 cm) での密度偏差  $\Delta\rho/\Delta\rho_0$  の水平方向分布を示す。表層 (水深 0.15 cm) での密度偏差の水平分布は Fig. 2 (b) に示した。図は中心軸から片側の半領域だけを示している。 $\Delta\rho/\Delta\rho_0 = 0.22$  および 0.2 の等密度差線は中心 ( $x$ ) 軸でくぼみを作り、横方向に顕著に伸びる分岐現象をはっきり表しているのが分かる。他の実験ケースにおいても同様の傾向がみられた。このことから Kawai<sup>4)</sup> が信濃川の観測で指摘した河川水の水層分岐現象を、数値実験で良好に再現できることが確認できた。分岐現象の生じている範囲を調べてみると、 $x/2B_0 = 4 \sim 10$ 、 $y/2B_0 = 0 \sim 3$  となっている。これは信濃川での実測結果ともほぼ一致する。

分岐現象と密度境界面の動きとの関係を見るために、 $\Delta\rho/\Delta\rho_0 = 2\%$  で定義した表層厚の水平方向分布 (密度境界面の等水深線図) を実寸で Fig. 11 に示す。密度境界面が急上昇して水面に最も近づく位置は分岐現象の中

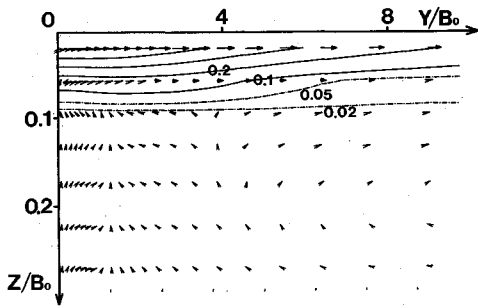


Fig.12 Velocity vectors and isopycnals at the cross section of  $x/2B_0=7.5$  in case of Run III ( $F_{dm}=1.51$ ).

心軸付近のくぼみの位置に対応している。つまり分岐現象は  $x/2B_0=5$  付近の中心軸あたりで最も水面に近づく密度境界面の挙動に関係していることが分かる。

Fig.12 は、分岐現象の鉛直構造を調べるために、 $x/2B_0=7.5$  での  $y-z$  鉛直断面内の流速ベクトルおよび密度構造を示す。  $\Delta\rho/\Delta\rho_0=0.1, 0.2$  の等密度差線は中心軸付近よりも  $y/2B_0=2$  付近で最も深く下方に沈み込んでいるのが分かる。これは水深が  $0.4 \leq z/2B_0 \leq 0.8$  の範囲で密度の水平方向分布をみれば、密度偏差が中心軸から外側へ単純には減少しないことが分かる。流動構造をみると、 $y/2B_0=2$  付近から上層の  $y$  方向流速成分が大きくなっている。この水平方向の流速を補償するように下層塩水の上向きの流動が中心軸付近でみられる。この下層塩水の上層への流れ、つまり鉛直下方からの混合が中心軸付近の密度偏差を希釈しているものと考えられる。

### 5. 結 語

河口密度フルード数  $F_{dm}$  が 1~2 程度の河川流出流の動態を三次元数値モデルによって検討した。温排水等の熱ブルーム ( $F_{dm} \gg 3$ ) の拡がり特性に関しては数多くの研究がなされてきたが、河川ブルームのように密度差が大きく、浮力効果が河口を出た直後から有効に作用するような流れに関してはその研究例は数少ない。実験条件は北大で行われた水理実験に対応させて、河川域と海域とを連結したモデル河口域を想定した。密度フルード数  $F_d$  の分布および流動形態の水理実験結果との比較から数値モデルの整合性を検証した。さらに、一時加速領域、分岐現象の存在を確認した上でその構造について考察を行った。本研究で得られた主要な結論は以下の通りである。

(1)  $F_{dm}$  数の小さい河川ブルームでは、流束は河口から指数関数的に横方向へ拡がるポテンシャル型流れとなる。放流量が増すにつれて、換言すれば  $F_{dm}$  数が増加するにつれて、運動量流束が有効に働いて、流下方向に拡がる噴流型流れへと遷移する。

(2) 河口を出てからの密度境界面は急激に上方へ押し上げられ、上層厚が減少することが分かった。熱ブルームでは放流口近傍で噴流形態を示し、激しい連行を伴って、上層厚は増加傾向を示す。それに対して、河川ブルームの場合には河道側壁がなくなると、大きな密度差による浮力効果によって鉛直下方から河川水を押し上げ、また薄く四方へ押し拡げるような流動形態をとる。

(3) 河口付近の水面形や水位上昇量は非常に微小な変化であるため、これまでの水理実験・現地観測では精度よく測定できないものであった。今回の数値実験によってこのような微量や微小変化も定量的に表現できるようになった。 $F_{dm}$  数の小さいブルーム型流れでは水面勾配(圧力勾配)が河川水を四方に拡げる流動形成に大きな影響を与えていることが分かった。

(4) 一時加速現象の生じる物理機構は今まで流線の拡がり率と上層厚の変化率から模式的に説明されてきた。今回の数値実験によって水面勾配のピーク位置と一時加速領域のピーク位置が一致していることが分かった。このことは、水面勾配が  $10^{-4}$  という非常に微小な値であるにもかかわらず、圧力勾配として表層の河川水を加速させるのに重要な役割を果たしていることを示唆している。

(5) 分岐現象は  $x/2B_0=5$  付近の中心軸あたりで最も水面に近づく密度境界面の挙動と密接に関係したものである。それは横方向への顕著な河川水の拡がりを補償するように、下層塩水の上層への流れが中心軸付近で生じているためである。この中心軸付近での下層塩水の上向き流れと上層の横方向への中心軸からの外向き流れが渦運動(循環)を形成し、中心軸上で極度に上層を薄くしていることが分かった。

### 補遺 河口境界条件の影響について

本研究は北大グループの一時加速領域の指摘<sup>1),13),14)</sup>ならびに Kawai<sup>4)</sup> のハートブレイク・モデルに啓発されて実施したものであり、前 2 報<sup>9),10)</sup> との数値実験の違いは河口条件の与え方が異なる点にある。前 2 報では河川流量  $Q_0$  と海水との密度差  $\Delta\rho_0/\rho_0$  を河口の位置で与えたのに対して、本研究では河川域と海域とを連結したモデル河口域を設定して河川上流端で流量と密度を与えている。結果として、本研究では Fig.3 に見られるような流速、密度分布を河口において呈しており、矩形分布を示す前報とは異なる。もちろん本研究での分布形状が実現象をより正確に相似していることは言うまでもない。

前 2 報の数値実験や既発表の水理実験<sup>16)</sup> と比較すると、本研究の数値実験の結果は流速分布ならびに密度分布の流下方向減率は少し大きく、また横方向拡がり率は若干小さい傾向にあることを示している。もちろん、鉛直方向拡がり率も Fig.3 で議論したように小さい。河

川ブルームにおいては運動量流束ならびに浮力流束が流下方向に保存されることは周知の事実であるが、上述のような流動特性であれば、両流束は流下方向に減少して保存則を満たさなくなる。逆算的に言えば、流速や密度分布が流下方向に大きく変化しなければ、保存則が満たさなくなる。すなわち、河口周辺の河川流出の流動特性や混合特性を議論するには流速分布ならびに密度分布の変化を正確に表現することが必須である。前2報のような境界条件の設定では河口近傍に現れる現象の解明は難しい。

前2報は密度フルード数の広い範囲の表層放流ブルームの動力学特性や海底地形等の影響等を議論しており、河口から離れた場の河川ブルームに対する実験である。そのような場合には、前2報で用いた境界条件でも合理的な考察が可能であることは言うまでもない。

### 謝 辞

本研究の遂行に際して大阪産業大学室田 明 教授から貴重な助言を頂いた。また、八戸工業大学西田修三助教授から実験データを快く提供して頂いた。本研究の遂行に際して平成2・3年度文部省科学研究費補助金（一般（C）0350423，研究代表者 中辻啓二）の補助を受けた。ここに記して、感謝の意を表します。

### 参 考 文 献

- 1) Kashiwamura, M. : On a Role of the Interfacial Froude Number, Coastal Engineering, Chapt.167, pp.2780~2795, 1980.
- 2) Murota, A., Nakatsuji, K. and Shibagaki, Y. : Near Field Behavior of Three-Dimensional Buoyant Surface Discharge, J. Hydrosience and Hydr. Eng., Vol.2, No.2, pp.35~44, 1984.
- 3) 福岡捷二・福島祐介・守屋祥一・新庄高久：河口密度流

- の流動構造と塩水くさびの河口条件，土木学会論文報告集，No.327，pp.61~71，1982.
- 4) Kawai, H. : Divergence and Entrainment in a River Effluent ; The Heartbreak Model, J. Oceanograph. Soc. Japan, Vol.44, pp.17~32, 1988.
  - 5) Bowman, M.J. : Estuarine Fronts, Hydrodynamics of Estuaries, Vol.1, pp.85~132, 1988.
  - 6) Wang, R.R. : Viscous Effect on Dilution Processes in Turbulent Jet Flows Resulting from Buoyant Fluid Surface Discharges, Proc. Intl. Symp. on Buoyant Flows, pp.233~241, Athens, 1986.
  - 7) 板倉忠興：河川における乱流拡散現象に関する研究，学位論文，pp.49~71，1984.
  - 8) 板倉忠興・岸力：洪水時における河口付近の河水の水面形，土木学会論文報告集，No.363，pp.145~153，1985.
  - 9) 中辻啓二・許再寧・室田明：表層密度流の三次元数値実験，土木学会論文集，No.434/II-16，pp.19~28，1991.
  - 10) 中辻啓二・許再寧・室田明：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.29~36，1991.
  - 11) Webb, E.K. : Profile Relationships : the Log-Linear Range and Extension to Strong Stability, Quart. J. Roy. Met. Soc., Vol.96, pp.67~90, 1970.
  - 12) Munk, W.H. and Anderson, E.R. : Notes on a Theory of the Thermocline, J. Marine Res., Vol.7, pp.276~295, 1948.
  - 13) 吉田静夫・柏村正和・西田修三：河口二層流の流速構造と界面現象，第25回水理講演会論文集，pp.321~326，1981.
  - 14) 吉田静夫：河口密度流とその解析法，水工学シリーズ，88-B-2，1988.
  - 15) 西田修三：私信，1980.
  - 16) Murota, A., Muraoka, K. and Nakatsuji, K. : Initial Entrainment and Lateral Spread of Three-Dimensional Buoyant Surface Jet, J. Hydrosience and Hydr. Eng., Vol.1, No.2, pp.33~51, 1983.

(1992.7.6 受付)

## NUMERICAL EXPERIMENTS OF BEHAVIOURS OF RIVER PLUME NEAR RIVER MOUTH

Keiji NAKATSUJI, Kusakatsu YUASA and Kohji MURAOKA

The behaviours of river plumes with the densimetric Froude numbers of 1 to 2 are examined by a three-dimensional, primitive numerical model with a free water surface. Both the stratification due to buoyancy and lateral spreading have effects on river plumes just at the river mouth to produce the flow acceleration and the divergence of river water. Their phenomena are peculiar to river plumes with small densimetric Froude numbers. Numerical experiments confirm the appearance of both phenomena and make clear that the small gradient of water surface plays an important role on such phenomena.