

河川プルームの拡がり特性とその物理機構

中辻啓二*・許 再寧**・室田 明***

浅水海域に流入する河川プルームの挙動を予測するために自由水表面を有した三次元数値モデルの適用を図り、明石川の流出流の現地観測結果との比較を行った。流動場、密度場とリフト・オフ現象の比較より、提案モデルが小さな密度フルード数で放出された河川プルームの拡がり特性をうまく予測できることが確認された。さらに、運動方程式の各項の寄与度を定量的に評価することによって動力学特性が明らかになった。

Keywords : river plume, spreading, three-dimensional, numerical experiments

1. 緒 言

河川プルームの挙動は運動量流束と浮力流束の相対的強度のみならず、沿岸域の複雑な地形条件や沿岸流などの周囲環境の条件によっても影響される。したがって、理想化された条件下を除けば、河川プルームの挙動を物理実験や解析的な方法等でシミュレートすることは非常に困難である。よって、複雑な水理学的・地形的環境下での表層密度噴流や表層プルームの動力学を理解するための最も有力な手段として、数値実験の有用性が近年認識されてきた。

前報¹⁾では表層密度噴流に関する Murota *et al.*²⁾ の水理実験結果および Chu・Jirka³⁾ によって総括された有用な水理実験結果との比較を通して、三次元表層密度流の数値モデルの構築を行った。さらに、そのモデルを用いて、三次元密度噴流の挙動に及ぼす放流条件の影響について検討を行った。その結果、小さな密度フルード数で放出される河川水では浮力流束が支配的であり、密度フルード数がいったん増大してから減少する複雑な挙動を呈することがわかった。

本論文では、開発した三次元数値モデル¹⁾を瀬戸内海の播磨灘に流入する明石川河川流出流に適用して、現場観測データ (Murota・Nakatsuji⁴⁾) との比較からその妥当性を検証するとともに、傾斜底面を有する海域に流出する河川プルームの動力学特性を定量的に明らかにする。

2. 数値モデルの概要および境界条件

次の諸仮定 (i) 流体は非圧縮性であり、状態方程式

中の密度の変化は物質濃度により表される、(ii) 静水圧近似ならびに Boussinesq 近似が成立する、を用いるならば、密度流を支配する基礎方程式は質量、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式のように記述できる。

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

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

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

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

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

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

ここに、座標系は河口の中心軸上の平均水面に原点をとり、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 はそれぞれ流速ベクトルの x, y, z 方向成分、 P は圧力、 ρ は密度、 ρ_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。

数値モデルはこれらの基礎方程式を各コントロール・ボリュームに対して積分し、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。静水圧近似を導入した結果、鉛直方向流速成分は各コントロール・ボリュームにおいて連続性を満たすように計算しなければならない。したがって、自由水表面の変動 $\zeta(x, y, z)$ は、コントロール・ボリュームを底面から水表面まで順に上

* 正会員 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)
 ** 正会員 工博 大田大学校工科大学助教授 土木工学科
 *** 正会員 工博 大阪産業大学教授 工学部土木工学科

積みして得られる直方体の鉛直柱に対して連続方程式を積分することによって計算される。その誘導過程で運動方程式に implicit な差分近似を適用した。その結果、水位変動は全計算領域の水位と連成された二次元 Poisson 方程式で表現される。これを SOR 法で解くことにより、不安定な水位変動による誤差も相殺され、計算の安定性が保てることになる。数値モデルの概要については前報¹⁾で詳述したので参照されたい。また、記号等も同じものを用いた。

運動量と密度の乱流輸送は渦動粘性係数および拡散係数を用いて平均流速あるいは平均密度の局所勾配との積で表現する。成層効果は鉛直方向の乱流輸送係数 ϵ_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 Ri の関数として表される。成層化関数に関して数多くの経験式が提案されている。前報¹⁾の考察において、渦動粘性係数 ϵ_z/ϵ_{ZN} については Webb⁵⁾ の提案式を、乱流 Schmidt 数 ϵ_z/K_z については Munk・Anderson⁶⁾ の提案式を用いれば、最も合理的な結果が得られることが見出された。これらの関数形は次のようである。

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

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

ただし、 ϵ_{ZN} は均質流体の鉛直方向渦動粘性係数である。放流口の形状比 (幅/水深) の大きい場合には、均質流体の細長型噴流の拡がり率が横方向および鉛直方向において異なることを、Rajaratnam⁷⁾ が明らかにした。これに従えば、横方向および鉛直方向の渦動粘性係数は次のように河口における幅 $2B_0$ 、流速 U_0 と水深 H_0 を用いて表すのが合理的である。

$$\epsilon_{z0} = \epsilon_{y0} = 0.0256 U_0 \times 2B_0 \dots\dots\dots (8)$$

$$\epsilon_{z0} = 0.0256 U_0 H_0 \dots\dots\dots (9)$$

水平方向渦動粘性係数、渦拡散係数として式 (8) を、均質流体の鉛直方向渦動粘性係数 ϵ_{ZN} として式 (9) を用いることにする。

モデル海洋として、傾斜海底面を有する四角形の水槽を用いる。河川水は汀線に位置する河口 ($x=0, y=0$) から沖合いに向かって放流される。沖合い境界は開放条件とした。直交座標の原点は静水面上の河口中心で定義され、 x, y および z 軸はそれぞれ沖合い方向、汀線方向および鉛直方向 (上向きを正) を表す。計算を効率的に実行するために、すべての水量はモデル海洋の半領域だけについて計算した。それは現場で観測された明石川からの河川水が中心軸 ($y=0$) に対して対称に流出することに基づいている。計算領域は x 方向に 1300 m、 y 方向に 1300 m である。 z 方向については Run 1 に対して 7.1 m、Run 2 に対して 7.3 m である。計算領域は $38(x) \times 45(y) \times 3 \sim 10(z)$ の格子網から構成される。格子間隔は $\Delta x = 10 \sim 100$ m、 $\Delta y = 5 \sim 100$ m、 $\Delta z = 0.3 \sim 1.1$

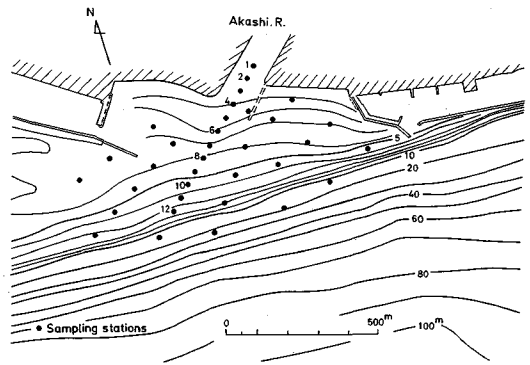


Fig.1 Configuration of sea bed near the Akashi river.

Table 1 Hydraulic conditions of field observation.

Run	Date	Discharge rate(m ³ /s)	Width 2Bo(m)	Depth Ho(m)	Fdo
1	20 Apr. 1983	15.0	20.0	1.0	1.53
2	21 Jun. 1983	29.1	20.0	1.2	2.26

m とした。計算領域ならびに格子間隔は現地実測の結果に基づいて決定した。時間増分値 Δt は CFL 条件から 0.5 秒となる。

また、境界条件は次のように設定する。

- ・河口 $Q = Q_0, \Delta\rho = \Delta\rho_0, \partial\zeta/\partial x = 0$
- ・開口端 $\partial^2 V_n/\partial x_n^2 = \partial^2 V_n/\partial x_n^2 = \partial^2 \Delta\rho/\partial x_n^2 = 0, \zeta = 0$
- ・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 $\rho \epsilon_n \partial V_n/\partial x_n = \tau_z, K_n \partial \Delta\rho/\partial x_n = 0$
- ・壁面 $\rho \epsilon_n \partial V_n/\partial x_n = \tau_n, K_n \partial \Delta\rho/\partial x_n = 0$

ここに、添字 “n” および “h” はおのおの境界の法線成分および接線成分を表す。 τ_z および τ_n はおのおの底面および壁面固定境界におけるせん断応力である。

3. 明石川河川ブルームの流動特性

(1) 現地観測の概要

明石川は瀬戸内海に流入する流路延長 26.0 km、流域面積 126.7 km² の小規模河川である。河口の全幅は約 120 m であるが、河川流量によって変わる。河口付近の海底地形は Fig.1 に示すように明石川河口より西方では 10 m 以浅と平坦である。しかし、河川軸上の沖合い 600 m で海底勾配 1/3~1/5 の海崖となって水深が 50 m まで落ち込んでいる。河口付近の海域では西流と東流が周期的に転流する潮流変動を示す。しかし、一潮時平均の恒流は明石川を挟んで複雑な流況を呈し、明石川前面では汀線に平行に流れている。

現場観測は 1981 年 6 月から 1983 年 7 月の間に実施された。観測結果は Murota・Nakatsuji⁴⁾ に詳細に報告されている。本研究では河川ブルームの動力学特性を明ら

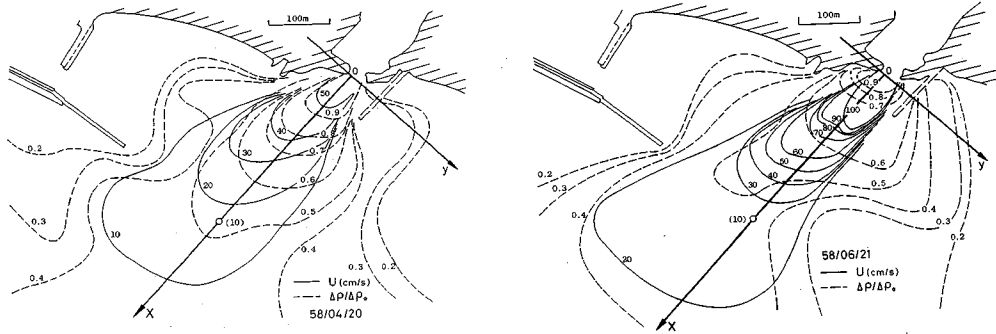


Fig.2 Contours of observed surface isovelocity and surface isopycnal. Symbol ○ indicates the sampling station shown in Fig.1.

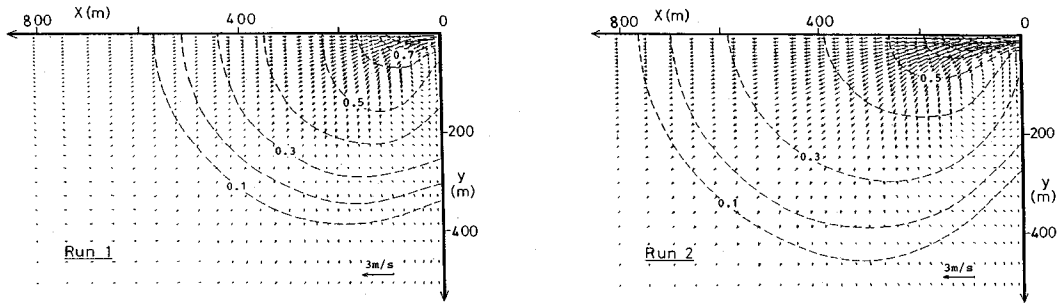


Fig.3 Contours of computed surface velocity vectors and surface isopycnals.

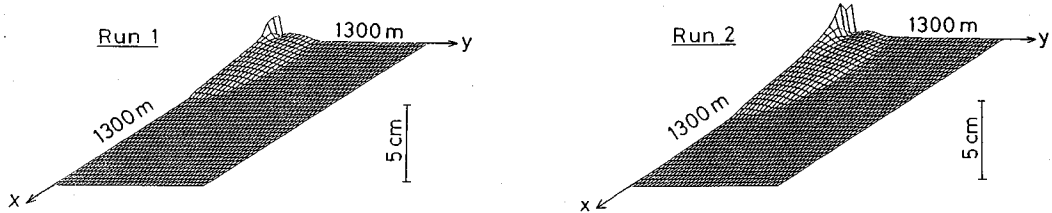


Fig.4 Computed water surface elevations at the whole computation domain.

かにすることを目的にしているの、実施された延べ15回の現地調査結果のうち潮流の影響の小さい転流時の静穏な海域での河川流出のみを計算対象とする。それらの水理条件を Table 1 に示す。ここで、 Fd_0 は $U_0 / \sqrt{(\Delta\rho_0/\rho_0) \cdot gH_0}$ によって定義される放流密度フルード数である。なお、計算において海底地形は x 方向のみ変化すると仮定した。

(2) 数値実験結果と観測結果との比較・検討

Fig.2 は表層流速 $\sqrt{U^2+V^2}/U_0$ の等値線および表層密度偏差 $\Delta\rho/\Delta\rho_0$ の等値線の観測結果を示す。左図は Run 1 ($Fd_0=1.53$)、右図は Run 2 ($Fd_0=2.26$) を表している。 $Fd_0 \approx 1.0$ に近い Run 1 では、河口近くから浮力流束が勝り、実測された等流速線や等密度差線の横方向拡がりを促進しているのが観測される。一方、Run 2

の等流速線の拡がりは流軸方向に引き伸ばされ、河口近傍では運動量流束の勝った噴流的な挙動を示していることがわかる。

Fig.3 は Fig.2 に対応する数値実験結果を示し、表層流速のベクトルと表層密度偏差の等値線(破線)を $\Delta\rho_0$ の 10% ごとに表す。数値実験結果は観測結果にみられた水平方向拡がり特性の違いを良好に再現しており、Run 2 の河口近傍での噴流的挙動ならびに Run 1 のブルーム的な横方向の拡がりを示している。両結果の定性的な一致度は満足すべき範囲にあると判断できる。

Fig.3 の数値実験結果から指摘できる特徴は、両方のケースとも河川水は河口近傍を除いて同心円を描きながら放射状に拡がっていることである。このことは、流れは密度差に基づく水平圧力勾配によって支配されている

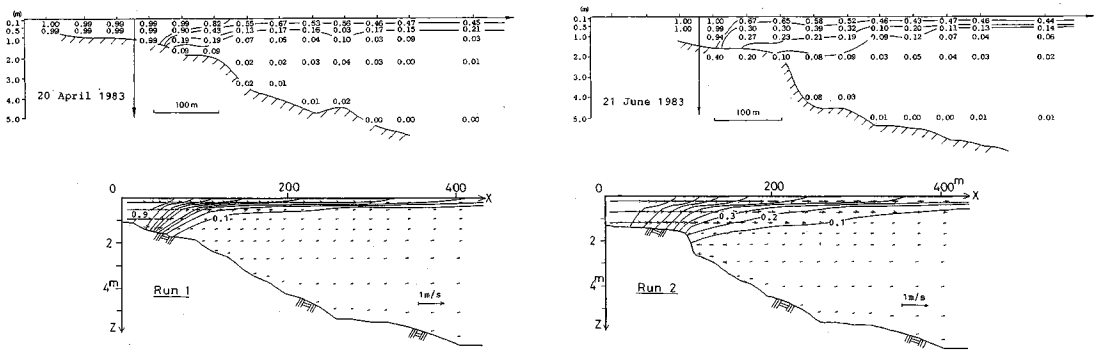


Fig.5 Vertical distributions of isopycnals and velocity vector along the river centerline. Upper figures are observed isopycnals, and lower figures are computed isopycnals and velocity vectors.

ことを示唆している。そのような傾向は Fig.4 に示す自由水面の変動からも認められる。水表面の勾配に起因する大きな圧力勾配 ($\partial\zeta/\partial x$ あるいは $\partial\zeta/\partial y$) は密度差に起因する圧力勾配 ($\partial\Delta\rho/\partial x$ あるいは $\partial\Delta\rho/\partial y$) と相まって河川水を河口から海域に押し出すのに有効に働く。河口における水表面の上昇量の計算値は Run 1 では 1.5 cm, また Run 2 では 2.0 cm であった。これらは密度の矩形分布を仮定して静水圧的なバランスから得られる理論値 2.4 cm および 2.9 cm より若干小さい。

Fig.5 は Fig.1 に示す中心軸に沿った等密度線 $\Delta\rho/\Delta\rho_0$ の鉛直方向分布に関する結果を示す。 $x=0$ は幾何学的な河口位置を示す。観測した月により海底地形は大きく変化している。上段は観測結果を 0.1 から 0.2 きざみに、下段は数値実験結果を 0.1 から 0.1 ごとに、また同時に計算した流速ベクトルも含めて示す。両図より $\Delta\rho/\Delta\rho_0$ の等値線は数値実験結果と観測結果とで良好な一致を示していることがわかる。Run 1 では河川水は河口近傍からすぐに上昇し、その層厚は流下とともに急減する傾向にある。これに対して、Run 2 では上昇点は沖側に移動し、流下方向の層厚は Run 1 と比べて少し大きい。この上昇現象はリフト・オフと称され、その上昇点は観測と数値実験とでおおむね一致している。また、このリフト・オフ点を越えた沖合い水域で、陸岸向きの弱い流れが海底面に沿って生じていることが流速ベクトルにみられる。これは周囲海水の河川流束への連行を補償する流れであると考えられる。

4. 河川ブルームの動力学的特性

(1) 拡がり特性

前述の観測結果と数値実験結果は河川ブルームの特徴的な挙動を示している。たとえば、Run 1 ($Fd_0=1.53$) の場合、浮力による成層効果が河口を出て直ちに有効に働き、鉛直下方への拡がりや抑制されるとともに、河川水は水平方向に急激に拡がっている。河口近傍で周囲海

水を連行する噴流型の挙動が現れるが、河口を離れた領域では河川流出水と海水との間に明瞭な成層界面が形成されている。

一方、Run 2 ($Fd_0=2.26$) は Run 1 に比べて運動量流束の勝った流れである。流出直後の河川水は噴流型の挙動を呈して周囲海水を連行しながら鉛直下方へも拡がる。運動量流束は Run 1 に比較して下流側まで保存され、水平方向の拡がりは比較的小さい。しかしながら、流下に伴って成層化が次第に進み、層厚は減少していく。

以上のことから、浅水海域に流出する河川流出流のいくつかの顕著な特徴を見出すことができる。それは運動量流束と浮力流束との相対的強度を議論することによって検討される。河口近傍で運動量流束は成層化に勝る鉛直方向の拡がりおよび水表面の勾配に起因する水平方向の拡がりを伴う乱流噴流を形成させる。河川水は周囲海水を活発に連行しながら海底面まで拡がって流下する。その結果、 x 方向の圧力勾配が増加ようになる。底面に沿っての定常状態の x 方向運動方程式で、圧力勾配項が摩擦項を含む乱流拡散項と釣り合うところで移流項は 0.0 となる。それは沖合い向きの流速がほぼ 0.0 に近づくことを意味する。ここで、噴流は海底面から剝離・浮上 (リフト・オフ) する。その後、河川水は浮力の影響によって水表面の方に押し上げられる。その結果、水平方向の拡がりが促進されることになる。これに関する定量的な考察は数値実験結果を用いて支配方程式の各項を評価することによって可能となる。

リフト・オフ前後の流動の変化は河川中心軸上 ($y=0$) の表層密度偏差 $\Delta\rho_s/\Delta\rho_0$ および表層流速 U_s/U_0 の流下方向逓減特性から明瞭にみる事ができる。それらを Fig.6 に表す。同図に、 $\Delta\rho_s/\Delta\rho_0$ の観測結果も併せて表してある。表層流速の逓減特性はリフト・オフする前には河口からの距離 x に対して $U_s/U_0 \sim (x/2B_0)^{-1/2}$ の関係を示す。また、リフト・オフしてからは $U_s/U_0 \sim (x/2B_0)^{-1}$ の関係を呈していることが認められる。一方、

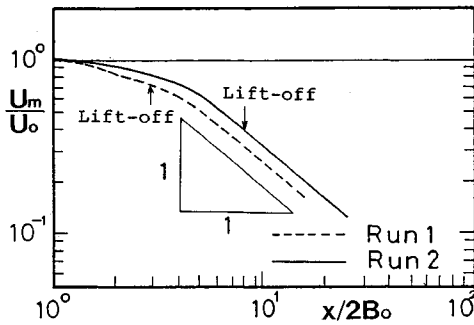


Fig. 6 Longitudinal decays of surface velocity and surface density difference.

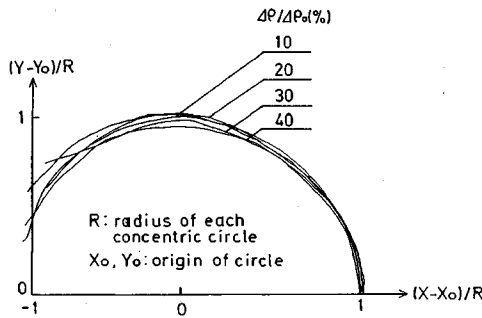
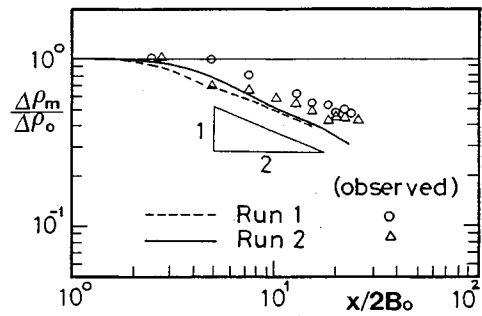


Fig. 7 Concentric circles normalized by each radius of isopycnals with virtual origin.

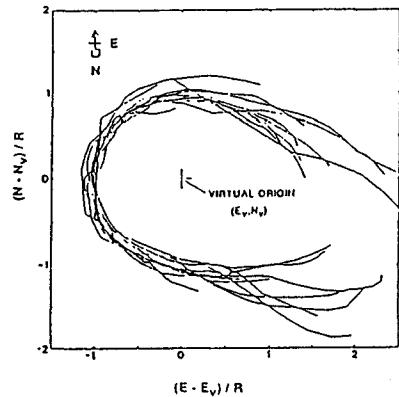


Fig. 8 Plan view of all available frontal tracings normalized by their radius and their virtual origins (E_v, N_v) translated to (0, 0) (after Luketina · Imberger⁸⁾).

表層密度偏差 $\Delta\rho_s/\Delta\rho_0$ はリフト・オフ後には $(x/2B_0)^{-1/2}$ に比例して減少する。これらの結果は Murota · Nakatsuji⁴⁾ の観測資料および著者らの数値実験結果¹⁾ のみならず、Luketina · Imberger⁸⁾ の現場観測および Chu · Jirka³⁾ が総括した水理実験結果と一致しており、数値実験の妥当性は支持される。このような通減特性は、河川水がリフト・オフする前までは平面乱流噴流のように振舞うことを意味する。表層流速 U_s の $-1/2$ 乗の通減則は均質流体の平面乱流噴流に特有な性質である。また、河川水が底面からリフト・オフする以浅の水域においてのみ、連行を補償するための大規模な水平渦が河川プルームの外側の水域で形成されるという事実からも十分正当化される。大規模渦の形成は Fig. 3 の表層における流況にみられる。

一方、リフト・オフした後の水域で計算された表層流速の -1 乗の通減則は一般に円管（三次元）噴流に対する通減則として知られている。しかし、それは Fig. 2, 3, 5 でみられた水表面に沿って拡がる河川水の流動とは矛盾する。すなわち、リフト・オフしてからは鉛直下方への拡がりには抑制され、河川水が水表面の方に押し上げられるので、円管噴流の挙動とはかけ離れた平面二次元的な振舞いをするはずである。むしろ、その水域では浮力が重要な影響を及ぼし始め、プルーム的な流れが形

Table 2 Comparison of lift-off point and depth.

(A) Lift-off depth

RUN	Formula	Observed	Computed
1	1.13m	1.41m	1.35m
2	1.65m	1.82m	1.95m

(B) Lift-off distance

RUN	Observed	Computed
1	60m	1.35m
2	100m	1.95m

成されていると推測するのが妥当である。Fig. 7 は等密度線の仮想中心からの半径で正規化した等密度線 ($\Delta\rho/\Delta\rho_0=0.1, 0.2, 0.3, 0.4$) を重ねて表すが、その外縁は見事な相似形を示している。このような相似形の拡がりにはプルームの典型的な特徴であり、河川水の挙動が浮力効果の卓越したプルームであることを示唆する。つまり、表層流速の -1 乗則はプルームの通減則と考えるのが妥当である。プルームの放射状の拡がり特性ならびに -1 乗則は Koombana 湾の Leschenault 河口での Luketina · Imberger⁸⁾ の観測結果 (Fig. 8 参照)、および連続放流された油層の拡がりに関する埜口 · 平野⁹⁾ の実験結果からもその妥当性が推察される。

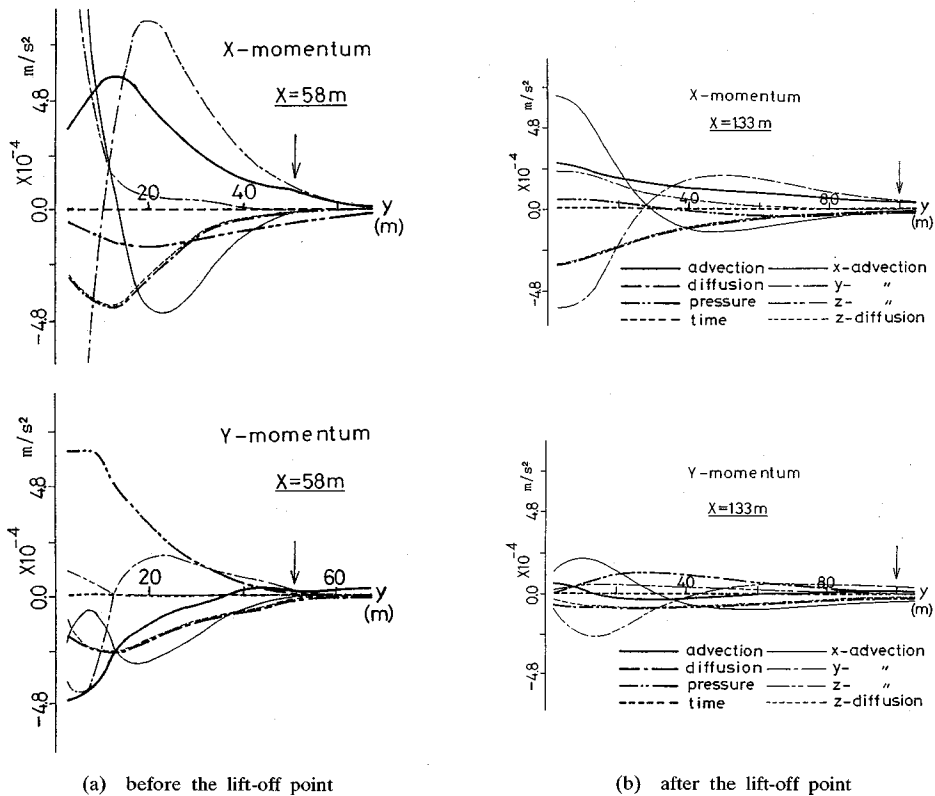


Fig.9 Lateral distributions of contributions of each term in momentum equations along the surface.

(2) リフト・オフ現象

前述のように、河川水のリフト・オフは噴流的流れ領域からブルームの流れ領域への遷移点に相当し、重要な境目となる。リフト・オフに関して実測結果と数値実験結果が一致することは Fig.5 で確認した。Safaie¹⁰⁾ は三次元表層密度噴流の実験データを整理してリフト・オフに関して次のような実験式を提案している。

$$h_l = 0.914 \frac{H_0^{3/4} \cdot U_0^{1/2}}{(\Delta\rho_0/\rho_a) \cdot g} \text{ (m)} \dots\dots\dots(10)$$

ここに、 h_l は放流水の海底面からリフト・オフする水深である。上式を用いて算出した Run 1 および Run 2 のリフト・オフ水深、および実測したリフト・オフ点の水深・河口からの距離を数値実験結果と比較したのが Table 2 である。数値実験結果と実験式との一致度は非常によい。

(3) 流れの動力学的構造

流れの内部構造を議論するために、リフト・オフ前後の運動方程式の各項のバランスを調べる。各項の評価は Run 2 のリフト・オフ地点を挟む $x=58\text{ m}$ および $x=133\text{ m}$ 断面での各コントロール・ボリュームに関する運動方程式について行った。

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j} (U_i U_j)$$

time change advection

$$-\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\epsilon_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}) \dots\dots\dots(11)$$

pressure turbulent diffusion

Fig.9 は水表面を含むコントロール・ボリュームに關する x 方向および y 方向運動方程式の各項の貢献を表す。 $\Delta\rho/\Delta\rho_s=0.5$ で定義した河川水と周囲水との界面に当たる位置は矢印で示した。非定常項である時間導関数がすべての図でほぼ 0.0 に近づいていることから、計算がこれらの領域で定常状態に達していることがわかる。この図から明らかなように、圧力勾配はリフト・オフ点を前後にして特異な変化をみせる。リフト・オフする前の $x=58\text{ m}$ の地点で、 $-\partial p/\partial x$ は前述したようにすべて負であるが、 $-\partial p/\partial y$ は正であり、かつ河川水の内側の横方向の全領域にわたって大きな値を示す。すなわち、圧力勾配は沖合い向きの流速 U を減速させるとともに、横方向の流速 V を加速させる傾向にある。一方、リフト・オフ点を過ぎてからは $-\partial p/\partial x$ の値は河川水の内側の領域で正であり、河川水の外側の領域で負である。また、 $-\partial p/\partial y$ の値はすべて正であり、その最大値

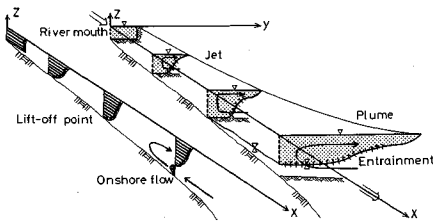


Fig.10 Schematic illustration of the river plume development.

は中心軸から y 方向に離れたところで生じる。このことは、河川水が圧力勾配によって加速され、 x 方向および y 方向への拡がりが増進されることを意味する。したがって、Fig.3 の表層流速のベクトルが放射状となるのはこのような圧力勾配の影響によるものと考えられる。これは乱流噴流とは非常に異なる流動特性である。水面上昇による圧力勾配がその全圧力勾配に占める割合は水表面から 0.15 m の位置（表層のコントロール・ボリューム）でおおむね 20~30% 程度である。水面勾配の影響は予想以上に大きいことがわかる。

他の特徴は、 $x=58$ m における y 方向運動方程式を除いて x 方向の移流項と y 方向の移流項とが釣り合っていること、全移流項の和と圧力勾配項とが鉛直方向の拡散項と釣り合っていることである。全移流項の和の符号は圧力勾配の符号に依存して変わる。中間層の各コントロール・ボリュームおよび密度界面を含む各コントロール・ボリュームについても同様な検討を行った。その結果、鉛直移流項および鉛直乱流拡散項が他の項に比べて明らかに大きく、また、それらは $x=133$ m の断面では $y < 80$ m の領域内で互いに釣り合っていることがわかった。連行は密度界面を通して生じていると推定できる。

以上の数値実験から得られた知見に基づいて河川プルームの三次元拡がり過程を模式的に描けば、Fig.10 のようになる。

5. 結 語

複雑な地形条件を有する浅水海域に流入する河川プルームの挙動を予測するために三次元数値モデルの適用を試み、明石川の河川流出の現場観測結果と比較した。また、運動方程式の各項の寄与度を定量的に評価することによって、河川プルームの動力学的特性が明らかになった。

本研究で得られた主要な結論は以下のとおりである。

(1) 浅水海域に流入する河川流出の流動特性はリフト・オフ点を境にして著しく異なり、初期の噴流的流動がリフト・オフ後にはプルーム的な流動に移行する。したがって、リフト・オフの正確な予測は河川プルームの動力学的特性の把握において非常に重要な課題である。

(2) 河川流出のプルーム的流動は同心円状の拡がりによって特徴づけられる。プルーム流動での表層流速の減速特性は $U_s \sim x^{-1}$ によって、また表層密度偏差の減速特性は $\Delta\rho_s \sim x^{-1/2}$ によって表される。

(3) 河口近傍の河川水の拡がり移流成分によって支配されるが、横方向への拡がりには圧力勾配が最も大きな起動力である。遠方領域では x 方向の拡がりが負の圧力勾配によって抑制される反面、 y 方向の拡がりには正の圧力勾配によって促進され、流れは重力流的な挙動を示すようになる。

(4) 水面上昇は圧力勾配を介して流れに影響する。水面上昇による圧力勾配の全圧力勾配に占める割合は水表面から 0.15 m の位置（表層のコントロール・ボリューム）でおおむね 20~30% 程度である。したがって、河川プルームのような表層放流密度流の流動解析では自由水表面の変動を正確に考慮する必要がある。このことは河川計画策定のための河口水位の決定に対する要因（たとえば、河川流量、潮位、波浪など）の一つとして密度流的な検討が重要であることを意味する。

参 考 文 献

- 1) 中辻啓二・許 再寧・室田 明：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, 1991.
- 2) Murota, A., Muraoka, K. and Nakatsuji, K.: Initial Entrainment and Lateral Spread of Three-Dimensional Buoyant Surface Jet, *J. Hydroscience and Hydr. Eng.*, Vol.1, No.2, pp.33~51, 1983.
- 3) Chu, V.H. and Jirka, G.H.: Surface Buoyant Jets and Plume, *Encyclopedia of Fluid Mech.*, Vol.6, Ed. by Cheremisinoff, pp.1053~1084, 1986.
- 4) Murota, A. and Nakatsuji, K.: Spreading of a River Plume: Field Observations, Integral Model Analyses and Numerical Experiments, *Physical Processes in Estuaries*, Ed. by Dronkers and van Leussen, Springer-Verlag, pp.33~40, 1986.
- 5) Webb, E.K.: Profile Relationship: Log-Linear Range and Extension to Strong Stability, *Quart. J.R. Met. Soc.*, Vol.96, pp.67~90, 1970.
- 6) Munk, W.H. and Anderson, E.R.: Notes on a Theory of the Thermocline, *J. Marine Res.*, Vol.7, pp.276~295, 1948.
- 7) Rajaratnam, N.: *Turbulent Jets*, Elsevier Scientific Publ. Co., 301 pp., 1976.
- 8) Luketina, D.A. and Imberger, J.: Characteristics of a Surface Buoyant Jet, *J. Geophys. Res.*, Vol.92, No.C5, pp.5435~5447, 1987.
- 9) 埜口英昭・平野宗夫：静水面上に連続流出する油層の拡がりに関する研究，土木学会論文集，第 393 号/II-9, pp. 113~120, 1988.
- 10) Safaie, B.: Mixing of Buoyant Surface Jet over Sloping Bottom, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Division*, ASCE, Vol.96, pp.67~90, 1979.

(1990.8.29 受付)

THREE DIMENSIONAL RIVER PLUME SPREADING

Keiji NAKATSUJI, Jae-Yeong HUH and Akira MUROTA

The present study is aimed to develop a three-dimensional numerical model with a free surface elevation for examining the spreading mechanism of river plumes in shallow coastal waters. The model predictions are compared with field observation results performed in the Akashi River in Japan. Through the comparisons of flow and density fields and lift-off phenomena, it is confirmed that the model can predict the three-dimensional spreading processes of river plumes with smaller densimetric Froude numbers satisfactorily. Furthermore, the examination of the term balance in the momentum equations makes clear that the river plume development can be dominated by the lateral gravity spreading through horizontal pressure gradients.
