

吹送流による沿岸境界近傍の縦渦構造の形成と 物質混合過程に関する検討

灘 岡 和 夫*・内 山 雄 介**

1. はじめに

青潮・赤潮等に代表される沿岸域における環境問題を考える上で、海水の鉛直混合メカニズムを明らかにすることが重要なポイントの一つとなる。例えば、青潮では底層水が表層へ湧昇し混合するプロセスが重要となるが、東京湾奥部に発生する青潮には、湧昇域内の水表面の白濁水が streak 状に風の吹送方向へ発達し、縦縞パターンが現れている状況が航空写真などにしばしば捉えられている(例えば、朝日新聞, 1992)。従来、この種の streak 状のパターンは Langmuir 循環との関連で論じられることが多いが、Langmuir 循環の生成メカニズムにおいては、水の波の重合波による Stokes drift (Craik and Leibovich, 1976) や対流不安定などが重要な役割を果たすものと考えられている。例えば Skillingstad & Denbo (1995) は、3次元 LES による数値実験を行い、Stokes drift と吹送流の相互作用の効果を現わす vortex force 項を導入した場合の方が、海表面冷却に伴う対流不安定のみを考慮した場合よりも強い循環流が形成されることを明らかにしている。しかしながら、ここで対象とするような岸近傍の海域で、しかも fetch ゼロからスタートする岸から沖向きの風の場合では、重合波による Stokes drift の存在そのものを想定できない。

一方、灘岡ら (1988, 1989) は非成層期の石狩川河口周辺海岸において、SPOT の衛星画像から、海岸付近に特徴的な sterak 状の濁水流出パターンが現れることを見いだすとともに(写真-1)、その成因として rip current 等ではなく、沖向き風の作用に伴う内因的な不安定機構が介在している可能性があることを示唆している。

そこで本研究では、同じように、沿岸境界付近の streak 状の縦縞模様生成現象が、「岸」という明確な幾何条件に拘束されて発生する、沖向き風に伴う不安定機構を介した海-陸境界現象であるという考えに立って、それを実証すべく行った細密格子を用いた3次元数値計算の結果から、縦渦構造に起因すると考えられる streak パ

ターンが短周期の風波を考慮することなく再現できることを示す。そして、その発生メカニズムを考察するとともに、沿岸境界付近での物質混合過程に及ぼす影響を明らかにすることを試みる。

2. 数値シミュレーションの概要

本研究では、Boussinesq 近似、静水圧近似の3次元 N-S 方程式と連続式を基礎式として、水平渦動粘性係数を Smagorinsky 型モデル、鉛直渦動粘性係数をレベル 2.5 乱流クロージャーモデルを用いて算定するマルチレベルモデル (POM; Blunberg & Mellor, 1983) を使用した。

数値シミュレーションでは、沿岸海域を想定して図-1に示すような水深 10 m の矩形領域を設定し、岸を設定した run-1、および「岸」の存在が streak パターン形成に及ぼす影響を比較・評価するために、沖側水域を想定して岸を設定しない run-2 の2ケースの計算を行った。密度偏差等による perturbation を排除するために、計算領域内は一様密度とし、時空間的に一定風速 (5.0 m/s) の風を連続的に吹かせた。また、風の吹送方向を x 軸、沿岸方向を y 軸、鉛直方向を z 軸とし、格子間隔を $\Delta x = 10.0$ m, $\Delta y = 1.0$ m, $\Delta z = 0.5$ m に設定した細密格子を用いた。計算格子数は $60 \times 50 \times 20$ の 60000 グリッド、時

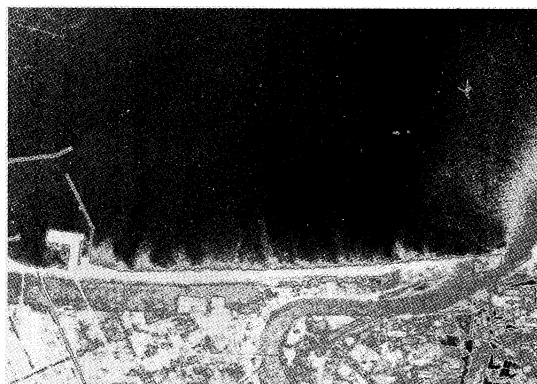


写真-1 SPOT の衛星画像による石狩湾河口周辺における streak 状の濁水流出パターン (1986 年 10 月 1 日 10:40; 灘岡ら, 1988)

* 正会員 工博 東京工業大学 教授 大学院情報理工学研究所情報環境学専攻

** 学生会員 修(工) 東京工業大学 大学院情報理工学研究所 情報環境学専攻博士課程・日本学術振興会特別研究員

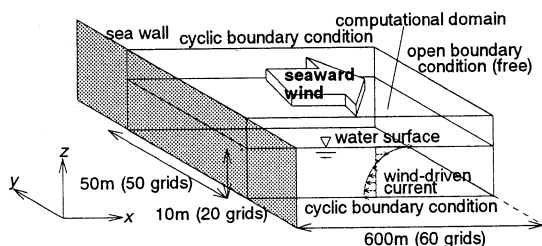


図-1 数値シミュレーションの概要

間刻みは internal モードが 10.0 s, external モードが 0.2 s であり, 実時間で 12 時間後まで数値積分を行った。境界条件は, run-1 では $x=0$ に壁面を設定し, 沿岸方向に周期境界条件を, 最岸部で壁面条件(no-slip 条件), 最沖部で開放条件を用いた。run-2 では沖の状況を想定して, $x=0$ に壁面を設けずに開放条件を与え, 他の境界条件などは run-1 と同様に与えた。ここで, 水表面における x, y 方向の風応力 (τ_x, τ_y) は以下の式 (1) のように表現した。

$$(\tau_x, \tau_y) = C_f \frac{\rho_a}{\rho_s} \sqrt{U_w^2 + V_w^2} \cdot (U_w, V_w) \cdots \cdots (1)$$

C_f : 係数 $(=2.5 \times 10^{-3})$, ρ_a, ρ_s : 大気および海水の密度, (U_w, V_w) : 海上風の x, y 方向成分, である。

計算ではまず, 岸沖断面 2 次元計算を実施してほぼ定常に達したと考えられる吹送流場を求め, 算出された流速場を沿岸方向に一樣に展開して, それらを 3 次元計算の初期値として与えた。そして, 主流速 (x 方向流速) に最大 $\pm 5\%$ のホワイトノイズを全領域に与えて 3 次元計算を行い, 微小擾乱の発達を追った。

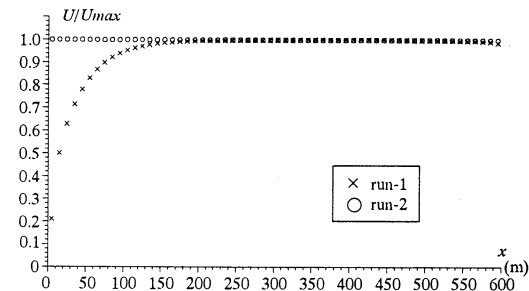
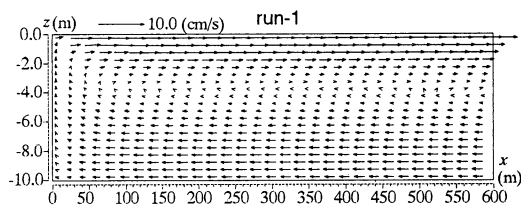
3. 計算結果

3.1 岸沖断面内流速分布

概ね定常状態に達したと考えられる, 3 次元計算開始から 12 時間後での, run-1, 2 による岸沖断面 ($y=25$ m) 表層における x 方向流速分布を図-2 に示す。但し, 両者の比較を容易にするため, それぞれ $y=25$ m 断面内での x 方向最大流速 (run-1: 7.4 cm/s, run-2: 22.3 cm/s) により無次元化を行っている。岸を有する run-1 では岸から徐々に表層流速が発達し, 概ね $x=200$ m 以降ではほとんど変化がなくなっている。一方, 岸の影響を受けない状況を想定した run-2 では, 当然ながら岸沖方向の流速変化は認められない。また, run-1 での同一岸沖断面内における流速ベクトル図を図-3 に示すが, 岸の存在により, 表層流速と同様に内部の流速場にも明確な岸沖分布があることが確認される。

3.2 中立粒子追跡計算による流れの可視化

以上のように計算された流速場を用いて, 中立粒子を

図-2 $y=25$ m における無次元流下方向流速の岸沖分布図-3 run-1 での x - z 断面 ($y=25$ m) 内流速ベクトル (但し, 鉛直流速は水平流速の 20 倍の値で示している)

流れ場に配置し, それらを追跡することにより流れの可視化を行う。3 次元計算開始から 12 時間後では流れ場はほぼ定常と見なせるので, 同時刻での流速分布を用いて移流速度のみを考慮した中立粒子の追跡計算を行った。初期状態の粒子は $x=300$ m 断面内にすべて配置されており, y 軸方向に 0.2 m ピッチで 250 列, z 軸方向に 0.1 m ピッチで 100 層に分布させた合計 25000 個の粒子を用いた。なお, 沖側水域を想定した run-2 では, streak パターンなどの特徴的な構造は現れず, 沿岸方向に現象が一樣であることが確認された。そのため, ここでは run-1 の結果についてのみ示すこととする。

図-4 は run-1 による中立粒子の軌跡を示しているが, 初期状態で同一水深に配置されたものを y 軸方向に直線で結び, 追跡開始 0 秒から 4000 秒まで各粒子位置の 400 秒おきのスナップショットを同一図面中に記載しており, いわゆるタイムラインを表示したものである。また, 図-4 は上から順に, 追跡開始時の水深が (a) 0.5 m, (b) 1.5 m, (c) 2.5 m, (d) 5.0 m のタイムラインを示しているが, 粒子は後述する鉛直流により水深方向にも移流されるため, 追跡開始後の粒子位置は初期水深位置とは若干異なっている。

図-4 を見ると, 表層付近 (初期水深 0.5 m) では吹送流により沖方向へ粒子が移流されるものの, 同時にタイムラインは沿岸方向に大きく揺動しており, 写真-1 などで見られるような streak パターンを生じさせる流れ場と類似した流れ場が形成されていることが分かる。底層

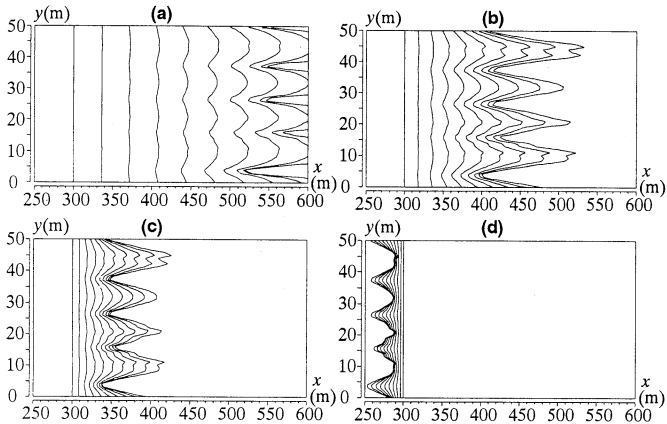


図-4 run-1における中立粒子の軌跡によるタイムライン。(粒子の初期水深は、(a) 0.5 m, (b) 1.5 m, (c) 2.5 m, (d) 5.0 m)

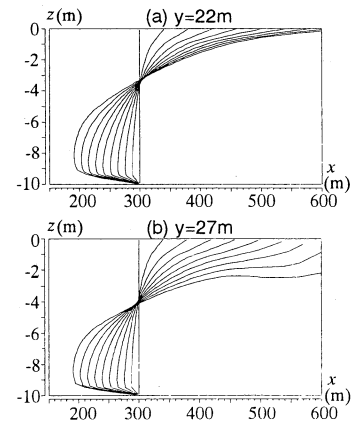


図-5 中立粒子の軌跡による x - z 平面内のタイムライン。(粒子の初期位置は (a) $y=22$ m, (b) $y=27$ m)

に近づくにつれて粒子の沖向き移流は次第に小さくなり、初期水深 5.0 m での粒子のタイムラインでは逆に岸向きの輸送が起きている。また、各水深において表層付近のタイムラインと同様な沿岸方向への揺動が確認される。

次に、タイムラインの沿岸方向の揺動が形成されるメカニズムについて考察するために、図-4と同様な手順で鉛直方向のタイムラインを求めた結果を図-5に示す。但し、粒子の初期位置は、 $(x, y) = (300 \text{ m}, 22 \text{ m})$ と $(300 \text{ m}, 27 \text{ m})$ であり、これらはそれぞれ、図-4で見られた streak パターンの凸部と凹部(岸から沖方向を見た状態で分類、以下同様)に対応している。まず、明確な streak 構造が見られた run-1 では、2本のタイムラインはかなり異なった変動パターンをしている様子が見られる。この時、時間の経過と共にタイムラインの相対的な位置が、図-5(a)では上方へ、(b)では下方へ向く傾向にあることから、表層付近の中立粒子は、(a)では相対的に鉛直上向きに、(b)では下向きに粒子が移流されているものと考えられる。

以上のことから、run-1で見られる streak パターンは、鉛直流速の沿岸方向分布に起因するものであることが分かる。そこで次に、この鉛直流速の構造について検討する。

3.3 流軸と直角な y - z 断面内における流速場の構造

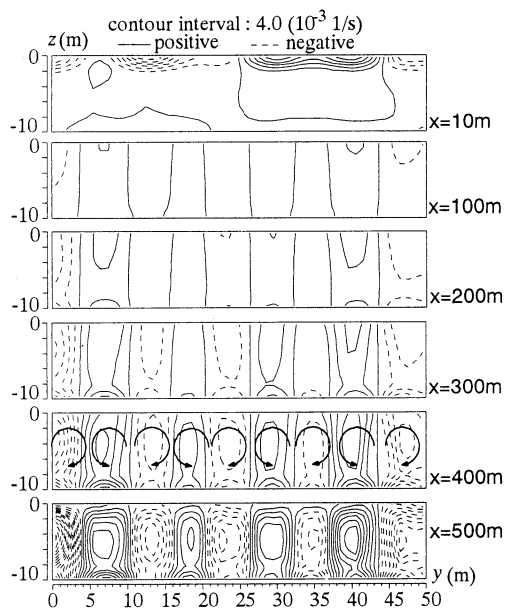
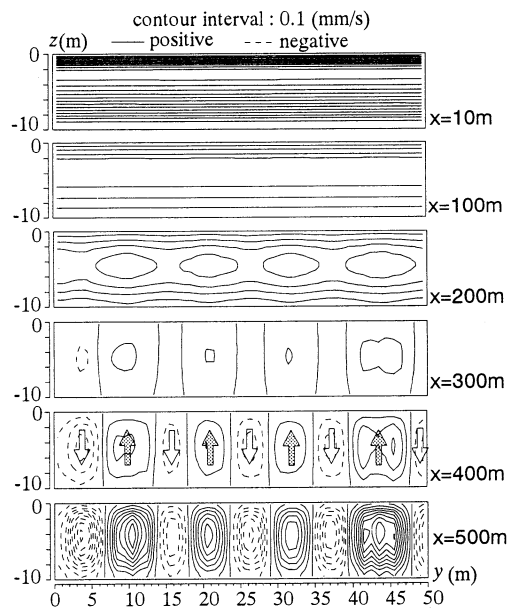
岸の存在に伴って沿岸域に生じる streak パターンが見られた run-1 について、その流軸(x 軸)と垂直な断面(y - z 平面)内における流れの鉛直構造について調べる。図-6は、計算開始 12 時間後における流下方向渦度、図-7は同時刻における z 成分流速の、それぞれ y - z 平面内での岸沖方向分布を示している。これらを見ると、図-5(a), (b)における中立粒子の上昇($y=22$ m)およ

び下降($y=27$ m)に対応した、上下方向の鉛直流速が沿岸方向に交互に存在するとともに、上記の断面内において 2 次流的な鉛直循環流パターンが形成されていることが分かる。鉛直流速の値は、岸近くでは沖出し風に伴う湧昇のために全体的に正の大きな値を取るものの、距岸 200 m 付近より沖側では湧昇の影響が小さくなり、沖に向かって鉛直循環流を形成する正負の流速が現れる。図-6を見ると、この鉛直循環流パターンに対応して、岸付近で始まった渦度の沿岸方向の大きな揺動が、風の吹送方向である沖方向(x の正方向)に流下するにつれて、次第に水深程度の直径を有する縦渦に発達していく様子が分かる。そして、岸から約 400 m より沖では、岸沖方向に軸を有する縦渦が、互いに逆向きの渦対として沿岸方向に並んで発達している。

3.4 Streak と縦渦構造の成因に関する考察

次に、streak 構造が見られた run-1 の 3 次元計算開始から 12 時間後の表層流速ベクトル図を図-8(上)に示す。ただし、 x 方向流速は図-2で見たように流下方向に加速されるので、現象を見えやすくするために x 方向流速を y 軸方向に空間平均し、もとの流速から差し引くことにより求めた変動成分で表示している。これらを見ると、上昇流が生じていると考えられる $y=22$ m 付近は低速域に、下降流が生じていた $y=27$ m 付近は高速域に対応していることが分かる。一方、表層での渦度の z 方向成分を示した図-8(下)からは、縦渦構造に対応して正負の渦度が沿岸方向に交互に形成されていることが見て取れる。同時に、沖側の水域に向かって、岸に近い水域から徐々に渦度が発達している様子が示されている。

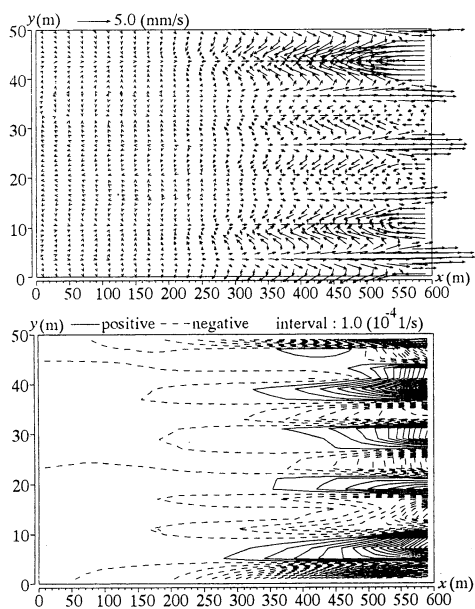
また、変動流速ベクトルの沿岸方向の揺動と、図-4に示した中立粒子のタイムラインによる streak パターンとを見比べると、沿岸方向の揺動の位相が反対になって

図-6 y - z 平面内流下方向渦度の x 方向変化図-7 y - z 平面内における z 方向流速の x 方向変化

いることが分かる。例えば、 $y=22$ m 付近は、図-8(上)における x 方向流速では相対的に低速域となっているが、図-4 などで見たとように粒子のタイムラインでは streak パターンが沖に伸びている部分に対応している。これに対して、Langmuir 循環による streak パターンは、例えば Pollard (1977) が示しているように、表層に浮遊している物質が表層流速の高速域に集積することによって形成されており、ここで見出された streak パターンとは構造的に異なっている。

このように streak パターンの現われ方に差異が生じている原因として、run-1 における表層の岸沖流速のレベルが 7.4 cm/s 程度であるのに対し、図-8 (上) 中の変動流速の値は高々数 mm/s であり、表層の岸沖流速の平面分布を大きく変形されているとは言えない程度の小さい値であることが考えられる。すなわち、本計算で再現された streak 構造では、岸沖流速の沿岸方向変動が小さいために、通常の Langmuir 循環のように表層流速分布の非一様性自体によって streak パターンが発達するというよりも、粒子が上昇して表層付近の高い運動量を獲得することにより沖方向へ速やかに移流され、反対に沈降域にある粒子は底層付近の極めて小さい、あるいは沖向きの移流速度の影響を受けるという効果によって streak パターンが形成されているものと考えられる。

このような streak パターンおよび縦渦対は、Stokes driftなどを考慮しない数値シミュレーションによって発生しているため、流体の内因的な不安定現象によるものと考えられる。具体的には、縦渦パターンは岸が存在

図-8 run-1 における (上) 表層変動流速ベクトル図、(下) 渦度の z 方向成分

する計算ケースでのみ生じることから、岸の存在によって全体的に流れの場が図-2 に示すような加速度場となっていることが、まずポイントになっているものと考えられる。図-9 に模式的に示すように、沖向き風吹送時には沿岸方向に軸を有する渦管が存在し、地形や風などに起因する微小な擾乱により僅かに揺動する状況を想定すると、正負の縦渦 (x 軸渦度) が交互に並ぶことにな

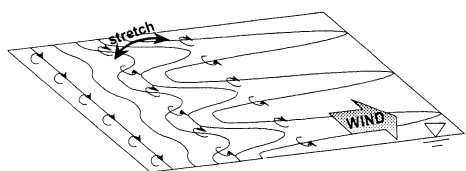


図-9 縦渦生成メカニズムの概念図

る。すると、正負の渦度同士の干渉によって生じる誘導速度により、渦管が上昇・沈降し、吹送流の加速度により表層付近に到達する上昇域の渦管は相対的に沖に stretch され、縦渦が発達するものと考えられる。以上のことから、沿岸域に見られる streak パターンは、風応力のシアにより形成された沿岸方向に軸を持つ渦管が、**岸沖方向の吹送流の加速度効果により stretch される**ことにより、微小擾乱が選択的に増幅され、岸沖方向に軸を有する縦渦に発達する様子を示しているものと考えられる。

3.5 沿岸域の物質混合に及ぼす影響

本計算で再現された streak パターンは、以下に挙げるような点で、沿岸域の物質混合に対して重大な影響を及ぼすものと考えられる。まず、縦渦の発達に伴って streak 状に物質が沖に移流されることにより、筋状に伸びた箇所においてローカルな乱れによる混合が引き起こされるため、沿岸方向に一樣に移流される場合よりも沖側まで物質混合が生じることになる。さらに、縦渦を構成する鉛直流速により、海水中の物質は図-5 の中立粒子のタイムラインで見たように一時間で数 m 鉛直移動することが可能である。ここで示した縦渦構造は水深の浅い沿岸域で発達するために、鉛直流速が比較的小さな値であっても、沖向き風の連吹により容易に水深全体を覆う形の混合現象を引き起こす可能性が十分に考えられる。

4. おわりに

沿岸域では吹送流によりしばしば明瞭な縦渦構造が形成され、streak 状の流出パターンが現れる。本研究では、

このような縦渦構造および streak パターンを、細密格子を用いた 3 次元数値計算によって、短周期波による Stokes drift や対流不安定を引き起こす密度偏差などの効果を考慮することなく再現することに成功した。そして、これらの因子を考慮しなくても streak パターンが発達すること、および岸を考慮した計算でのみ縦渦構造をシミュレートすることが可能であったことから、沿岸域に生じる streak 状流出パターンは、通常の Langmuir 循環とは異なった海-陸境界領域特有の現象と考えられ、岸近くの浅海域の水質環境に影響を与える可能性があることが本研究により明らかとなった。また、この縦渦構造の生成メカニズムについての考察を行い、風応力のシアにより形成された沿岸方向に軸を持つ渦管が、吹送流の加速度効果により stretch されることにより縦渦に発達している可能性があることが分かった。

謝辞：本研究は文部省科学研究費特別研究員奨励費(内山雄介)の一部を使用した。ここに記して深甚なる謝意を表します。

参 考 文 献

- 朝日新聞 (1992): 1992 年 9 月 9 日朝刊。
- 灘岡和夫・蒲田浩久・田中総太郎 (1988): 石狩湾において見いだされた海岸からの特徴的な濁水パターンについて, 第 43 回年次学術講演会講演概要集 II, pp. 748-749.
- 灘岡和夫・山下俊彦・蒲田浩久・佐藤尚稔・牧野有洋 (1989): 衛星画像ならびに現地データに基づいた石狩湾河口周辺の沿岸水理解析, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 219-223.
- Blunberg, A. F. and G. L. Mellor (1983): Diagnostic and prognostic numerical circulation studies of the South Atlantic Bight, *J. Geophys. Res.* Vol. 88, pp. 4579-4592.
- Craik, A. D. D. and S. Leibovich (1976): A rotational model for Langmuir circulations, *J. Fluid Mech.*, Vol. 73, pp. 401-426.
- Pollard, R. T. (1977): A voyage of discovery, G. Deacon 70 th Anniv. Vol., pp. 235-251.
- Skyllingstad, E. D. and D. W. Denbo (1995): An ocean large-eddy simulation of Langmuir circulations and convection in the surface mixed layer, *J. Geophys. Res.*, Vol. 100, pp. 8501-8522.