

風系の時空間的非一様性が閉鎖性水域内流動に及ぼす影響について

灘 岡 和 夫*・八 木 宏**・塚 原 隆 夫***

1. はじめに

水表面での風応力は閉鎖性水域内流動を支配する大きな要素の一つであるが、その重要性にも関わらず、時間的・空間的に一様な風応力を作用させるといった、ごく単純化した取り扱いを行っているのが一般的である。しかしながら、著者らが最近入手した東京湾周辺の細密地上気象データ（平山ら，1991）によれば、後に具体的に示すように、このような時間的・空間的な風系の一様性の仮定が成り立つのは稀で、風は時間的に大きく変動するだけでなく、空間的にもかなりの非一様性を持つことが明らかとなった。また霞ヶ浦のような湖沼では海風フロントの通過（石川ら，1986）に伴う風応力変動パターンも考える必要がある。

このような風系の時間的・空間的非一様性はそれ自体が閉鎖性水域内の流動現象を特徴づけ、ひいては水域内の移流・混合現象に大きな影響を及ぼす可能性がある。

そこで本研究では、このような問題意識から、東京湾や霞ヶ浦程度のスケールの閉鎖性水域を想定して、数値実験により風系の時間的・空間的非一様性が閉鎖性水域内の流動特性にどのような影響を及ぼすかを明らかにすることを試みた。

2. 数値計算方法

(1) 基礎方程式および計算条件

ここでは、成層化した閉鎖性水域を対象とする。数値計算モデルとしてはtwo-layer modelを用い、数値計算のアルゴリズムとしてはADI法を用いた。

1991年の東京湾周辺の細密地上気象データ（玉嶋，1991）を調べたところ、東京湾周辺の風の分布は、単純な一様分布パターンだけでなく、むしろ空間的に非一様性が顕著な風系がしばしば存在することが明らかとなった。特に、図-1のように(a)発散型、(b)収束型の特徴的な非一様分布パターンが存在することが見いだされた。また、数日ごとに風向が反転する振動型の風系も頻

繁に現れることもよく知られた事実である。そこで、ここでは、各風系パターンに対応したモデル的な風応力を、東京湾規模の閉鎖性水域を想定した水平スケール：30 km (x方向)×20 km (y方向)、上層・下層水深：それぞれ5 m、上層・下層密度：それぞれ1000 kg/m³、1030 kg/m³の理想化された矩形水域に作用させて、その応答としての流速場や内部界面の変動等について計算を行った。モデル風系としては、次の三ケースを対象とした、

i) 発散型・収束型風系 (case A)

風速ベクトルが、平面的には水域中央から放射状に向いているものとし、三次元の湧出し、吸込みの形により近似して、水域中央から半径5 kmの地点で風速が最大(5.0 m/s)となるように風場を与えた。数値計算は発散型と収束型の両方について行ったが、ここでは紙面の制約から発散型風系(case A)の場合について述べる。

ii) 振動型風系 (case B)

矩形水域の長辺方向(x方向)に沿って、空間的に一様な風(最大風速8.0 m/s)が、時間的に正弦関数的に振動する形で吹送するケースである。本ケースの場合、閉鎖性水域の内部ケルビン波の周回周期と風系の振動周期の関係が現象に大きく関わってくると考えられたので、この関係を変化させた2ケースを計算対象とした。具体的には、風系の振動周期が内部ケルビン波の周回周期(約1.4日)より長い6日のケース(case B-1)、内部ケルビン波の周回周期より短い約12時間のケース(case B-2)

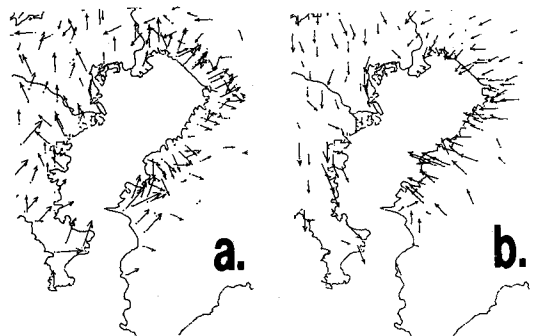


図-1 東京湾の(a)発散型・(b)収束型風系(玉嶋, 1991)

* 正会員 工博 東京工業大学助教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 東京工業大学助手 工学部土木工学科

*** 東京工業大学大学院 土木工学専攻

を選んだ。

iii) 海風フロント型風系 (case C)

y 方向に平行なフロントが、x 方向に平行に移動するケースである。フロント通過後は x 方向に平行な風 (風速 8.0 m/s) が時空間的に一様に吹送するものとし、フロント移動方向の表面波の波速 (9.9 m/s) に対する、移動速度の相対的な大小関係の違いによって、次のケースに分けて考える。

- ① 移動速度 (5.0 m/s) が波速より遅い場合 (subcritical) (case C-1)
- ② 移動速度 (10.0 m/s) が波速とほぼ同じ場合 (critical) (case C-2)
- ③ 移動速度 (20.0 m/s) が波速より速い場合 (supercritical) (case C-3)

3. 計算結果および考察

(1) 発散型・収束型風系における計算結果

図-2, 3, 4 は、それぞれ case A における、上層の平均流速分布、平均界面水位、上層の平均渦度の分布を示したものである。ここで、平均時間としては、吹送開始後の 1 時間と 5 時間、及び 8 時間の 3 ケースを考えている。このような平均時間の形で結果を示したのは、このような発散風型風系の持続時間が、高々数時間のオーダーであり、したがって、風系の応答としての過渡過程的な流動パターンを見る必要があるのと、平均をとることによって、水粒子の正味輸送パターンを把握することを意図したためである。

上層平均流速に関する図-2を見ると、発散型風系においては、吹送開始から 1 時間の平均では、中央から放射状に発散するパターンを表しているのに対し、吹送時

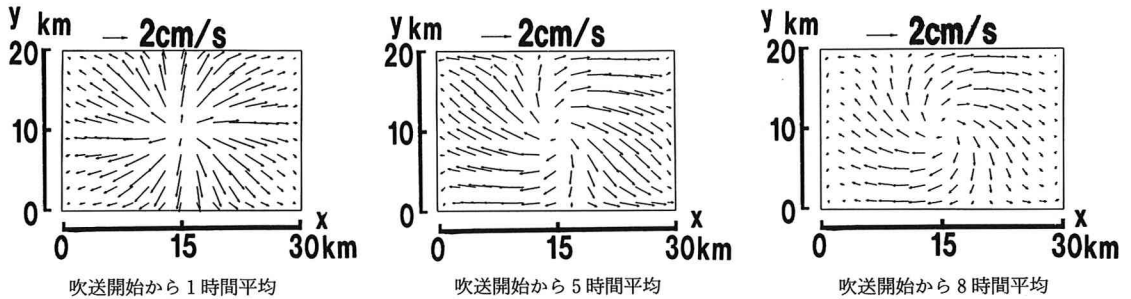


図-2 平均流速分布 (上層, case A)

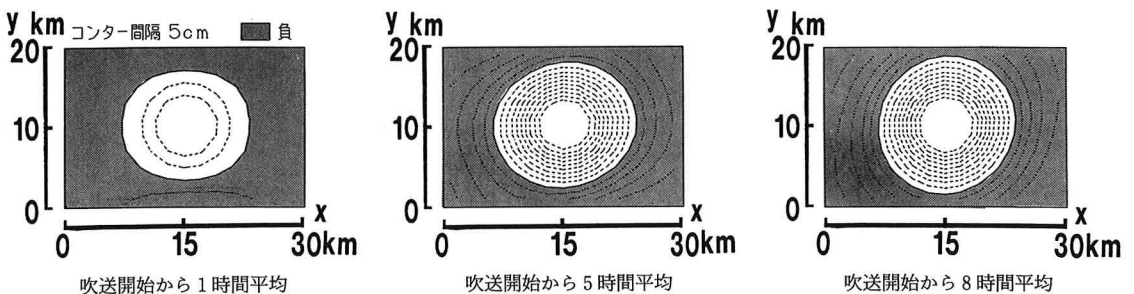


図-3 平均内部界面水位 (case A)

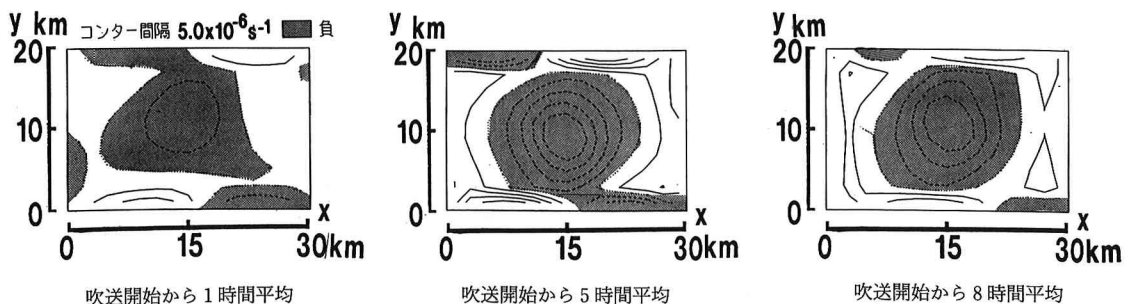


図-4 平均渦度分布 (上層, case A)

間が長くなるにつれて流速ベクトルが偏向し、8時間平均の段階では、水域中央を中心とする水平循環流が形成されているのがわかる。一方、図-3を見ると、内部界面水位は水域中央部で上昇し、その周辺部で下降する形となっている。また、その傾向は、吹送時間が長くなるにつれて強くなっている。これは上層の流体が、吹送により水域周辺部に移動し、境界面への上層流体による圧力が水域中心部で相対的に低くなり、内部界面が上昇するためである。

この図-2の流速ベクトルと、図-3の界面水位コンターの分布を、それぞれの平均時間について比較すると、初めの1時間平均では水位コンターと流速ベクトルはほぼ直角に交わるが、吹送時間が長くなると斜めに交差するようになり、8時間平均では水位コンターの接線と流速ベクトルの方向がかなり近づいている。これは初期は風の応力による流れであったのが、コリオリカの影響により次第に地衡流的な循環流が形成されるところを示しており、8時間平均では地衡流的な循環流にかなり近づいてきていると考えられる。

さらに図-4を見ると、上層において水域中央部付近で負の、その周辺部で正負の渦度分布となり、1時間平均と5および8時間平均とでは、後者の方が平均渦度が大きくなっているのがわかる。5～8時間というのは、通常の発散型風系の持続時間として考えられるオーダの時間であることから、現地の流動現象としても、このような渦度分布をもった循環流的な性質を持った流動パターンが実際に生成される可能性がある。とすれば、このような機構による循環流の生成は、水域内の平均的な移流・混合現象に関与してくるものと考えられる。

このような風応力が駆動力となって起こる外因的な循環・混合現象は、通常、混合現象を取り扱う上で議論の対象となる何等かの「乱れ」による内因的な乱流混合とは異なった、一種の強制的な混合現象であって、いわば“forced mixing”と称すべき混合現象である。

(2) 振動型風系に対する計算結果

まずはじめに、図-5、6はcase B-1、B-2における内部界面水位の時間的な変化を示したものである。図-5、6において例えば界面水位0のコンターに着目してみると、両ケースとも反時計回り、すなわち進行方向右手に岸を見ながら移動していることがわかる。このことは両ケースともその基本的な挙動に内部ケルビン波が強く関わっていることを示している。さらに詳しく現象を見てみると、風系の振動周期が長いcase B-1においては、まずはじめに風応力による表面水位のset-up効果によって図左側の領域で内部界面水位が上昇する(図-5(a))。次に、風向が反転し右向きの風応力が減少するにともない、この高水位領域の水位が徐々に減少していく。

このとき同時に自由波の成分はケルビン波として反時計回りに伝播し((b))、それが対岸に達した後に、逆向きの風応力のset-up効果によって右側の内部界面の上昇が起こっている((c))。ただし、このとき生じるケルビン波成分の水位変動量は小さなものとなっている。これに対して、case B-2においては、やはり風応力の効果によって図左側に内部界面の上昇領域が形成され(図-6(a))、それが風向きの反転とともにケルビン波として反時計回りに伝播するが((b)(c))、本ケースの場合は風の変動周期が短いために、ケルビン波が到達するかなり前の段階で、逆向きの風応力による内部界面水位の上昇((c)中Aの部分)がはじまり、その両者の合体が生じる((d))。合体後に生じた内部界面の上昇領域は、ケルビン波としてさらに反時計回りに伝播を続け((e))、風応力の反転によって対岸に生じた内部界面の上昇部分((e)中Bの部分)とさらに合体する((f))。

以上のことから、風系の振動周期が内部ケルビン波の周回周期より長い場合には、自由波としての成分が小さく、風応力による水位変動が主体的であるのに対して、風系の振動周期が内部ケルビン波の周回周期より短い場合には、ケルビン波成分がcase B-1に比べて顕著に現われており、しかもケルビン波は風応力のset-upによる内部界面上昇部分に取り込まれるような形で、領域内を回転する波動成分が形成されることがわかる。

次に、このような場に形成される平均流について調べてみる。ここで平均流に着目したのは、一周期時間平均値を持たない正弦振動的な風応力のもとで、応答としての流れ場が、どのような一周期平均流速場を持ち得るかを検討するためである。

図-7、8は、case B-1、B-2に対しての風の振動周期で平均した平均流の流況パターンを示したものである。まず図-7を見ると、水域中央付近を中心とする時計周りの水平循環流と、その左右に反時計周りの小さな循環流が現れている。一方、図-8の場合には、点対称な反時計周りの大規模な水平循環流が現れている。このように、風応力の変動周期の違いは、内部界面の挙動のみならず、平均流のパターンにも大きな影響を及ぼす。

(3) 海風フロント型風系における計算結果

図-9～11は、それぞれcase C-1～C-3での(a)x軸に平行な中央線上の各点におけるx方向の流速成分と、(b)y軸に平行な中央線上の各点におけるy方向の流速成分の時間変化について示したものである。まず、x方向流速成分についてみると、case C-1～C-3のすべてのケースにおいて、その変動特性は、基本的には内部波による長周期の変動(周期が約20時間)と、それより短周期の表面波による変動成分(周期が約2時間)によって構成されているが、この短周期の変動成分に着目す

るとその特性に大きな違いがあるようである。sub critical の場合 (case C-1) は、高周波成分の流速振幅が小さく時間変動も緩やかである。それに対して, critical, supercritical の場合には, 流速振幅が大きくなり時間波形も切り立った様子がみられる。特に, critical の場合は

フロント通過直後に鋭い時間波形 (図-10 (a) の①) が見られる。ここに見られる違いは, フロントの移動とその影響が伝わる速さとの関係によるものである。すなわち, subcritical の場合は, 風上側でフロントが引き起こした水面変動の影響がフロントよりも速く自由波とし

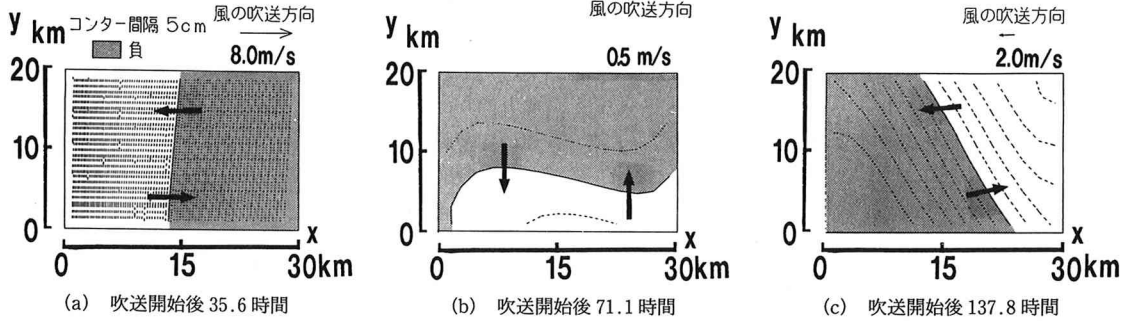


図-5 内部界面の時間推移 (case B-1)

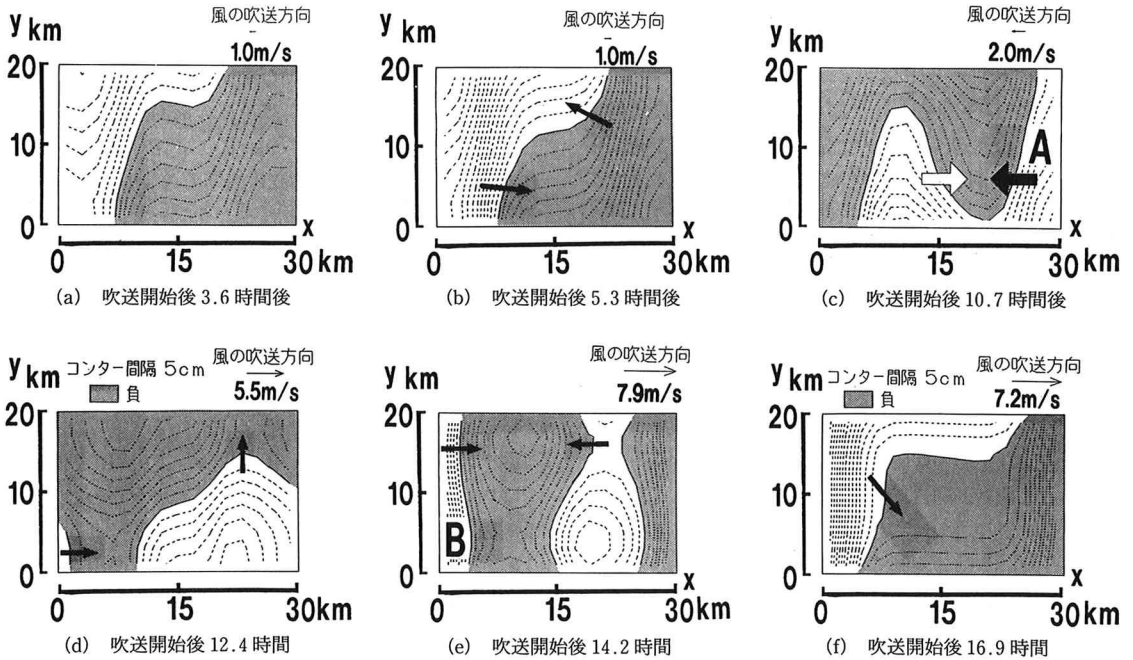


図-6 内部界面の時間推移 (case B-2)

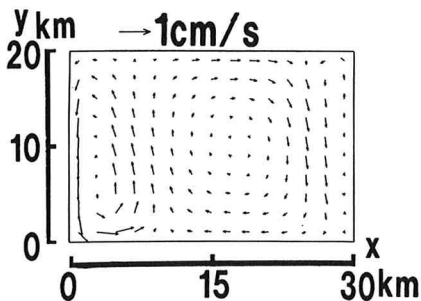


図-7 平均流速分布 (上層, case B-1)

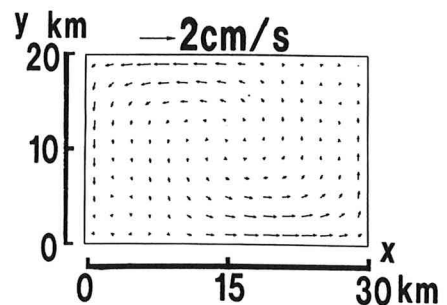


図-8 平均流速分布 (上層, case B-2)

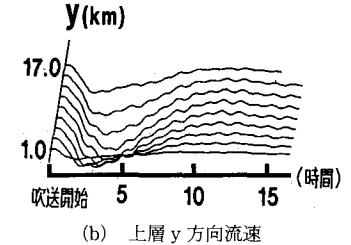
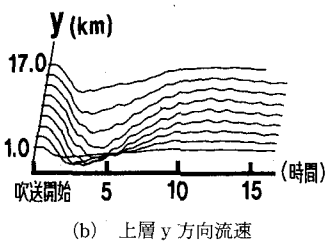
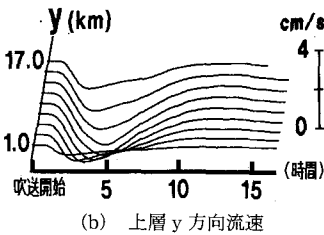
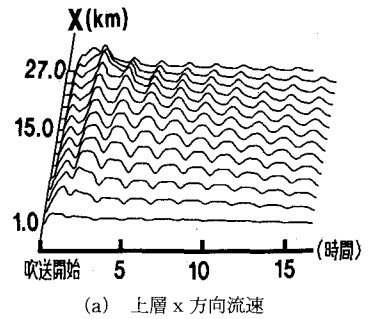
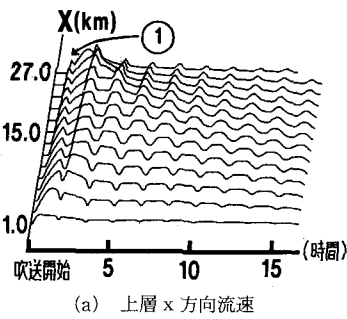
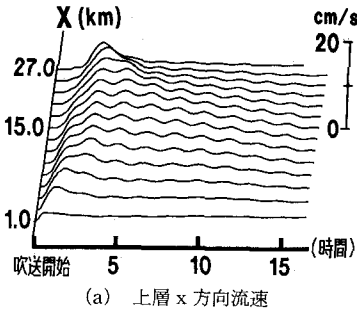


図-9 流速時間変化 (case C-1)

図-10 流速時間変化 (case C-2)

図-11 流速時間変化 (case C-3)

て風下側に伝播するため、風下側では表面波の周期程度の比較的緩やかな波形変化となる。それに対して、critical の場合は、風上側でフロントが与えた水面変動の影響とフロント自身が風下側に一緒に到達するため、その場所に引き起こされる局所的なフロントの水面変動の影響で、①のような衝撃的な鋭い波形となると考えられる。

一方、y 方向の流速変動特性 (図-9 (b) ~11 (b)) を見ると、内部セイシュ程度の長周期の振動成分 (約 13 時間) と表面波程度の短い変動成分 (周期は約 1 時間) がやはり存在しており、フロントの進行方向のみならずそれに垂直な方向にも、流速変動が引き起こされることは興味深い事実である。

4. 結 論

本研究で得られた結論は以下の通りである。

- (1) 発散型・収束型風系において生じる平均流系は、時間とともに徐々に地衡流的な循環流を形成していく。
- (2) 振動型風系において閉鎖性水域内の内部界面は内部ケルビン波の挙動を示すが、その挙動は風の変動周期と内部ケルビン波の周回周期に強く依存する。
- (3) 海風フロント型風系において閉鎖性水域内の流

動の時間変化はフロントの移動速度に強く依存し、移動速度が速い場合には高調波成分が有意な大ききで生成される。

今回対象とした流動現象は、すべて風応力が駆動力となって起こる、いわゆる“forced mixing”と称すべき混合現象である。今後は、このような“forced mixing”が、水深や風系が複雑に変化するようなより現地に近い状況においてどのような挙動を示すかをより詳細に検討していくつもりである。

参 考 文 献

- 石川忠晴・田中昌宏・山崎真一・鈴木宏和 (1986): 海風フロントの構造と伝播特性に関する研究, 土木学会論文集, 第 375 号, II-6, pp. 261-270.
- 上野成三・灘岡和夫・石村明美・勝井秀博 (1992): NOAA-AVHRR データを用いた東京湾の風に起因する湧昇現象の解析, 海岸工学論文集, 第 39 巻 (1), pp. 256-260.
- 玉嶋克彦 (1991): 大都市圏における雷雨性集中豪雨の実態把握と発生メカニズムの解析, 東京工業大学修士論文, 94 p.
- 平山孝浩・灘岡和夫・玉嶋克彦 (1991): 細密地上気象データに基づいた首都圏における局地気象解析, 第 46 回年講概要集, 第 2 部, II-105, pp. 250-251.
- 村上和夫 (1990): 海水密度の分布を考慮した流れの数値計算法-2 層モデルの適用に当たっての留意点-, 港研資料, No. 665, 33 p.