

琉球大学学術リポジトリ

沿岸部における上昇流発生メカニズムの数値解析

メタデータ	言語: 出版者: 琉球大学工学部 公開日: 2010-02-23 キーワード (Ja): キーワード (En): Upwelling, Numerical Simulation, Navier-Stokes equation, Turbulent flows 作成者: 仲座, 栄三, 津嘉山, 正光, 宮里, 一郎, Nakaza, Eizo, Tsukayama, Seiko, Miyazato, Ichirou メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/20.500.12000/15870

沿岸部における上昇流発生メカニズムの数値解析

仲 座 栄 三* 津嘉山 正 光* 宮 里 一 郎**

A New Theory Explaining the Generation of Upwellings in Ocean Currents Near the Shore and in Rivers

Eizho NAKAZA* Seiko TSUKAMA*
Ichirou MIYAZATO**

Abstract

A new theory is proposed in this paper explaining the generating of upwellings in ocean currents near the shore and in rivers. Up until now, there have been the bursting phenomenon theory and the cork-boil Eddies theory about upwellings. The proposed theory in this paper is based on the Ekman Pumping theory and is completely different from previous theories. The validity of this newly proposed theory has been proven through numerical calculations.

Key words : Upwelling, Numerical Simulation, Navier-Stokes equation, Turbulent flows

1. はじめに

海洋上に風が吹くことによって海面に風の応力が働き、水面付近に Ekman boundary layer が形成される。このエクマン境界層内ではエクマン層の境界の上端を通じて、内部領域の渦度に比例する鉛直流が生じる。この現象を Ekman convergence または Ekman pumping と言う。海洋における湧昇流のいくつかのものは、このエクマンパンピングで説明される。ところで、河川の沿岸域でも大規模な湧昇流が発生する（ただし、この場合湧昇流と言うよりも上昇流と呼ぶ方がよい）。例えば、河川流におけるボイル渦等はその代表的なものである。また防波堤や岬の周辺には強い上昇流が発生する場合が多い。従来の多くの研究で、この上昇流は、剝離渦や底面からのパーステイング現象ではないかと説明されてきた。しかし、本研究では従来の説明とは全く異なるメカニズムを提示する。すなわち上述

したエクマンパンピングの存在で上昇流の発生メカニズムを説明しようとする試みである。エクマンパンピングは普通、コリオリ力の存在によって説明されるが、本研究では、平面平均流の空間的バランスで、物理的にはコリオリ力に相当し、その規模はコリオリ力をはるかに上回る見かけ上のコリオリ力が発生することを数値計算等によって説明する。

2. 理論

2.1 基礎方程式

流れのある地点を原点とし、座標系を図-1のように定義する。ここに、 x 及び y 軸は平均海面上に、また、 z 軸は鉛直上方にとる。 u 、 v 及び w はそれぞれ、 x 、 y 及び z 軸方向の流速を示すものとする。さらに、 $z = -h$ 、および $z = \eta$ はそれぞれ海底および海面を表すものとする。また圧力は静水圧分布であるとする。そうすると、流れを規定する基礎方程式は以下ようになる。

受理：1994年5月17日

* 工学部環境建設工学科 Dept. of Civil Engg. and Architecture. Fac of Engg.

** 大学院工学研究科建設工学専攻 Graduate Student, Architectural and Civil Engineering.

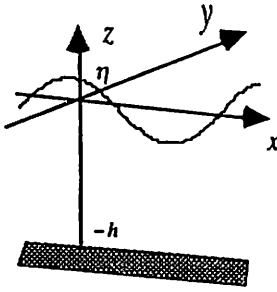


図-1

連続の式

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.1)$$

運動方程式

x 方向

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = f v - g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (2.2)$$

y 方向

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -f u - g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (2.3)$$

である。

ここに

t : 時間

f : コリオリ係数 (= $2\omega \sin \varphi$, ω = 地球自転の角速度, φ = 緯度)

ρ : 圧力

τ_x, τ_y : z 軸に垂直な面で x, y 方向に働くせん断力

ρ : 流体の密度

g : 重力加速度

上式では、すでに圧力の項に二次元化をほどこしてある。運動方程式から分かる通り、コリオリ力の存在は、運動方向に対して右側に作用し、その大きさは惑

星回転速度が一定の場合、流速に比例する。また、Ekman layer から層外に押し出される流体の速度 w は、層外の渦度を B , Ekman number を E とすると、 $w = E^{1/2} B$ で与えられる。

2.2 新たな上昇流発生メカニズム

それでは、河川などでどのように上昇流が発生するであろうか？ 洪水流など流速が比較的早い河川流では、ほぼ円形の濁水部分がスポット状（パッチ状）に無数に見られる。この部分はかなりの上昇流となっていると思われ、水表面が他の部分より僅かに盛り上がりが見える。また、時として 3 cm 程度の小石が巻き上げられる場合もある。こうした上昇流の発生は古くから認められているものの、現在まで確定的なメカニズムは与えられていない。本研究では、このことを次のように考えている。まず、流れの中に何らかの形で一つの組織渦が形成されそれが移流される。この渦の発生には、構造物からの剝離渦も考えられるし、また流体力学的不安定によって形成された渦も考えられる。この渦は自らの渦度を拡散しながら移流され、時として他の場所から移流されてきた渦や、あるところで新たに形成された渦に出くわす。すると拡散作用が非常に大きいときには、渦同志はマージングして一体となる。しかし、拡散作用が小さく非線形性が強い場合は、両者は渦対となって並進運動を行う場合もあれば、回転運動を行う場合もある。この運動の違いは互いの渦度の正負の組み合わせで決定される。渦度がかなりの強さで集中した同符号の渦同志の場合、かなり離れた位置で回転し始め、渦対の回転半径内の流体内部には、剛体回転が形成される。そうすると、その剛体回転領域の底面付近には non-slip condition で形成された Ekman layer が形成され、そこからかなりの強さの上昇流が形成される。Ekman convergence の作用による spin-down 作用は、流体の粘性による渦度の拡散に比較して圧倒的に大きい。自然は、たぶんに Ekman convergence による渦度の拡散を選択するものと判断される。Ekman number に対して、分子動粘性係数を用いれば、この上昇流は先に示した式より、数 mm/s 程度の流速となるが、渦動粘性係数を用いる場合、数十 cm/s のオーダーの流速値となる。ここでは、渦対として 2 個の渦を想定したが、数個の渦からなる回転の場合も同じで、この場合、さらに剛体回転が強まる。以上が、本研究で提案する河川流に造り出される大規模ボイル渦の発生メカニズムである。

次に、沿岸流などにおける上昇流の発生について説明する。上述した、河川流内のボイル渦発生メカニズムは、沿岸流や海流においてもそのまま適用される。ここでは、従来とは異なる（コリオリ力の存在を必要としない）別のメカニズムによって形成される Ekman layer について説明する。

沿岸流や海流、あるいは河川の流れのいずれの場合でも、主流には空間的な変動がある。例えば、川の流れの岸近くでは、水平面内で主流のせん断流れが観察される。もし、河川や沿岸に曲率があれば、主流には、 u 及び v ともに、空間的な変動が生じる。このことを、先に示した基礎式で考えると、たとえ惑星回転によるコリオリ力の作用が無くても、せん断平均流が造り出すトルクによって、コリオリ力と同様な渦度の生成が行われる。ただし、この場合 Ekman layer は水深規模のものになるものと予想される。そうすると、そこには結果として、Ekman Pumping が生じ、また上昇流が発生することになる。これが、入り組んだ沿岸や防波堤周辺での局所的な上昇流の発生メカニズムである。

2.3 数値計算手法

基礎方程式をそのままの形で（静水圧近似なしに）、三次元計算を行えば、ここで示すようなことはそのまま証明できることになる。しかしながら、実河川における Ekman layer を解析するには現在の計算機能力では、不可能に近いように思える。本研究では、三次元計算をやめ、平面二次元的な計算で上に述べた上昇流発生メカニズムを証明することにする。また、平均流のバランスによって形成されるコリオリ力ライクな力の作用によって形成される Ekman layer の数値計算を行う。

計算では、平面二次元計算を採用するものの、解析対象が Ekman layer なので、何らかの形で平面流に水深方向の変化を持たせなければならない。方程式の二次元化を行う際、最も重要なポイントは、圧力の取り扱いと、流速場の水深方向依存度の取り扱いである。本研究では、河川流に対する福岡ら（1993）による取り扱いと同様な手法を用いる。すなわち、平面流 u 及び v の水深依存度を重み $u_1(x, y, t)$ 及び $v_1(x, y, t)$ と直交関数系をなす $\cos(k_1 \cdot z)$ との積で表すことにする。

$$\left. \begin{aligned} u &= u_0 + \sum_{i=1}^{\infty} u_i \cos(k_i z) & k_i &= \frac{\pi i}{h} \\ v &= v_0 + \sum_{j=1}^{\infty} v_j \cos(k_j z) & k_j &= \frac{\pi j}{h} \end{aligned} \right\}$$

このような流速場の水深依存度の仮定の基に、重みとして $\cos(k_1 \cdot z)$ を用いて流れの基礎式を二次元化する。と次式を得る。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} u_0 h + \frac{\partial}{\partial y} v_0 h = 0 \tag{2.14}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} + u_0 h + g h \frac{\partial \eta}{\partial x} + u_0 h \frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{1}{2} u_1 h \frac{\partial u_1}{\partial x} + u_1 h \frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{1}{2} v_1 h \frac{\partial v_1}{\partial y} \\ - f v_0 h - \frac{1}{\rho} \tau_0 \left| \sigma + \frac{1}{\rho} \tau_h \right|_0 - h \nabla^2 u_0 = 0 \end{aligned} \tag{2.15}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} h \frac{\partial u_1}{\partial t} + \frac{1}{2} u_1 h \frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{1}{2} u_0 h \frac{\partial u_1}{\partial x} \\ + \frac{1}{2} v_1 h \frac{\partial u_0}{\partial y} + \frac{1}{2} u_0 h \frac{\partial v_1}{\partial y} \\ - \frac{1}{2} f v_1 h - \frac{1}{\rho} \tau_0 \left| \sigma + \frac{1}{\rho} \tau_h \right|_0 \cos(\pi z) \\ + v_1 k_1^2 u_1 h - \frac{1}{2} h \nabla^2 u_1 = 0 \end{aligned} \tag{2.17}$$

ここで、 $\tau_x|_0$ および $\tau_x|_{-h}$ 、 $\tau_y|_0$ は水表面及び底面での摩擦力である。ここでは、 x 方向のみの運動方程式を示してあるが、 y 方向についても同様な式を取る。上述の二次元化された基礎式の差分化は、時間微分項に対してはオイラー前進差分（陽解法）を用い、空間微分項に関しては基本的に中央差分とした。なお、非線形移流項に対しては高精度の河村スキーム（三次の風上差分）を用いている。

3. 計算結果及び考察

数値計算の対象としては、防波堤まわりに生じる上昇流の解析を考えた。数値計算領域は、 x 方向に 100m、 y 方向に 50m とし、メッシュ（格子）の数は x 方向に 100個、 y 方向に 50個とした。静水深 h は 5.0m である。流れの駆動力としては、海底勾配を一様に傾けることによって与えた。以下では、平面平均流の空間的な変動がコリオリ力的な作用を生じ、それが作り出す底面 Ekman Boundary を通じて上昇流が発生することを示すことが目的であるから、 $f = 0$ として計算を行う。

基礎方程式中の諸係数の値としては、海底勾配 $\sin \theta = -2.0 \times 10^{-4}$ 、摩擦係数 $f = 1.0 \times 10^{-3}$ 、カルマン定数 $k = 0.4$ を与えた。また、メッシュ間隔は x 方向、 y 方向ともに 1.0m とし、領域の中央部には y 方向に長さ 10.0m の突堤を設けた。

図-2～5に流速ベクトルを示す。図-3は水深が $z=0.0$ における流速ベクトルを示しており、図-4は水底での流速ベクトルを示している。なお、防波堤から十分離れた位置における流速は 0.4m/s である。水深方向に一定とした場合の流速に対応する u_0 及び v_0 の流速ベクトル（図-2）と本計算結果（図-3、4）とは特に防波堤の近くで大きな差異がある。また、 $h=0$ と $z=-h$ の場合とでは流速ベクトルの向きが防波堤背後で多少異なっている。防波堤から下流へ5m離れた位置における鉛直方向の流速ベクトルの分布を図-5に示す。 u 及び v の流速ベクトルは、水面付近から水底へ向かうにつれ、右に回転している。これは、流体力学的には底面摩擦によるエクマン境界層と同様な作用をする。つまりこの右側へ流速を回転させようとする力の存在により、この領域にはエクマン境界層が生じ、結果としてエクマンバンピングが起こることになる。つまり、その付近で鉛直流が発生することになる。図-6及び7に水表面付近での鉛直流の強さを鳥瞰図とコンター図で示した。図示の通り、防波堤付近には強い鉛直流が発生している。流れは静止状態から加速されたため、防波堤の前面すなわち上流側に形成される上昇流は、堰上げ効果によるものである。防波堤の背後に生じているのが Ekman convergence による上昇流である。これらの計算結果は、上昇流の発生メカニズムを従来考えられてきたものとは異なるメカニズムで説明し得る可能性を示している。すなわち、上昇流はエクマン境界層の発達による Ekman convergence によって引き起こされるとの解釈が妥当なものであることが理解される。

上昇流の算出は、水深依存関数にsinの項を付加して、算出されるものであるが、現地海岸及び河川におけるさらに詳細な観測値との比較検討なども併せて別の機会に紹介する予定である。

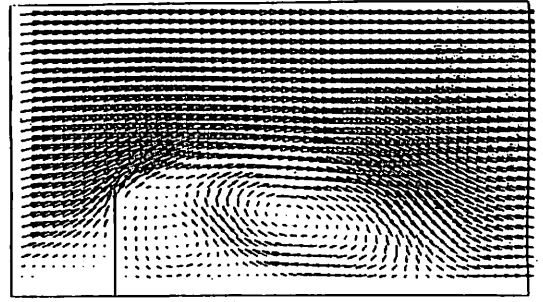
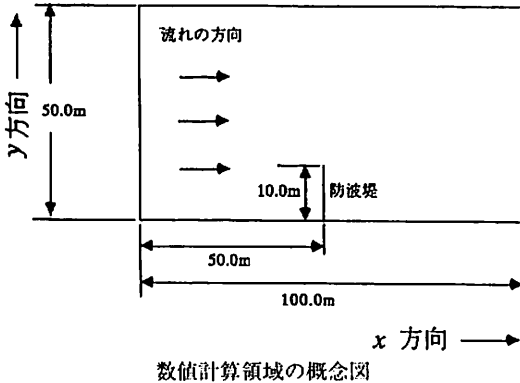


図-2 流速ベクトル (u_0, v_0 のみ)

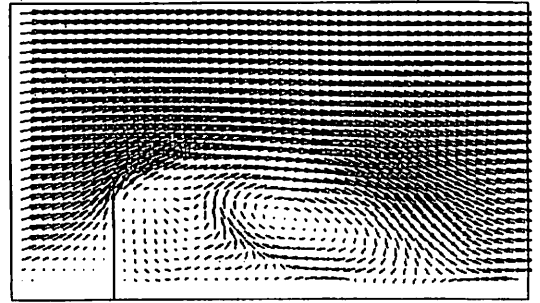


図-3 流速ベクトル ($z=0.0\text{m}$)

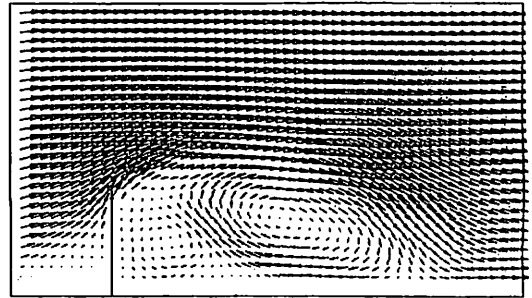


図-4 流速ベクトル ($z=-4.0\text{m}$)

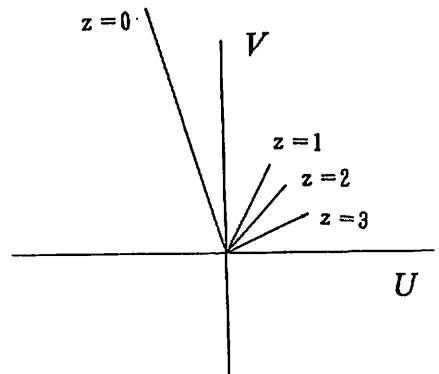


図-5 流速ベクトルの変化

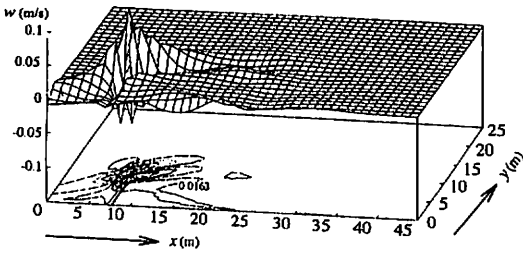


図-6 鉛直流の強度分布
($Z=0.0\text{m}, t=41.0\text{s}$)

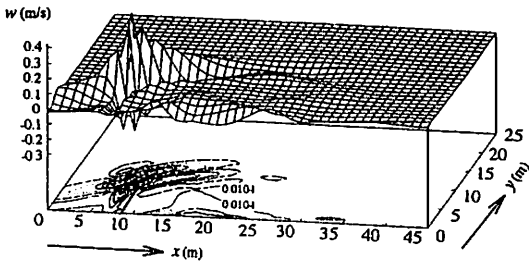


図-7 鉛直流の強度分布
($Z=0.0\text{m}, t=50.0\text{s}$)

4. おわりに

本研究においては、河川や海流及び沿岸流で生じる上昇流の発生メカニズムに、Ekman convergenceの流体力学的作用を導入した。また、Ekman convergenceの発生には、数個の渦の干渉によって形成される剛体回転流や平面平均流が見かけ上のコリオリ力を造り出すことによって作られることを示した。後者の作用については、流速の水深方向変化を考慮したいわば準三次元的な数値計算によって具体的に説明した。

参考文献

- 日野 幹雄 (1992) : 流体力学, 朝倉書店, P.453.
- 日野 幹雄 (1992) : 明解水理学, 丸善, P.334.
- 金子安雄・堀江毅・村上和夫(1974) : ADI 方による潮流汚染拡散方程式の数値計算—大阪湾に適應した場合について—, 港湾技術研究所報告 第14巻 第1号, P.61
- 池田 駿介(1992) : 流体の非線形化現象 —数理解析とその応用—, 朝倉書店, P191
- 保原充・大宮司久明偏(1992) : 数値流体力学—基礎とその応用—, 東京大学出版会, P635
- 木村竜治(1989) : 地球流体力学入門, 東京堂出版, P.247
- 佐藤健二・福岡捷二・大東道郎 (1993) : ヒサシ状河岸に作用するせん断力, 土木学会第48回学術講演会, PP.570-571.