

論 文

풍성연안순환모델의 수정

이 중 우* · 신 승 호** · 김 지 연** · 양 상 용***

Modification of Wind Generated Coastal Circulation Model

J. W. Lee · S. H. Shin · J. Y. Kim · S. Y. Yang*

Key Words : 코리올리력(Coriolis force), 레이놀즈수(Reynolds number), 난류응력(turbulent stress), 바람응력(wind stress), 저면응력(bed shear stress), 수심평균(depth average), 교차격자(staggered grid), 유한차분양해법(explicit finite difference method), 운동에너지(kinetic energy)

Abstract

The wind generated circulation model describes the phenomenon based on the following physical assumptions: a) As the horizontal dimension of the flow domain is several orders of magnitude larger than the vertical dimension, nearly horizontal flow is realistic. b) The time taken for circulation to develop may effect on the flow domain of the earth's rotation, the contribution of the Coriolis force. c) A flow domain of large dimension results in quite large Reynolds number and the Reynolds stresses are approximated by the turbulent mean velocity gradient. d) The circulation is forced by the shear stresses on the water surface exercised by the wind.

Modification made to the depth average approximation of the convective terms and the bed shear stress terms by adopting a certain distribution of current over the depth and laboratory measurements for the bed shear expression.

Modified circulation patterns, energy evolution and surface profile gave the significant differences comparing with the classical model results. The modified model results in higher free surface gradients balancing both the free surface shear and the bed shear and consequently to higher surface profiles along the coast.

1. 서 론

보통 연안해역의 순환은 수심이 10m 이상이 고, 해안선이 복잡한 해양지구물리학적 영역에

서의 비정상속도장의 형성과 해수면의 변화로 진행되어 정의되는데 이러한 영역은 하나 이상의 개방해역과 연결되어 있다. 해수의 순환은 조석, 바람, 해면에 작용하는 대기압 등의 다양

* 정회원, 한국해양대학교 해양토목공학과

** 정회원, 한국해양대학교 대학원 항만운송학과

*** 정회원, 한국해양대학교 산업대학원 해사공학과

한 변화인자에 의해 발생하여 진행해 나가고 또한 파 운동량의 수평변화는 회절, 굴절, 천수 효과 및 해수밀도의 공간적 변화에 기인한다. 대상해역은 해안선에서 대륙사면까지로 이루어 지므로 최근에 공학적인 발전이 광범위하게 이루어진 해역까지 포함된다.

일반적인 해수순환의 모델수립은 다음과 같은 물리적 가정에 근거한다 :

1) 흐름영역의 수평차원(파장 L)은 수직차원(수심 H)보다 크므로, 수평흐름으로 가정하는 것이 현실적이다. 즉 수평속도성분 u, v 는 수직속도성분 w 보다 크다. 이 가정은 급격한 해저면 경사(>1.5) 혹은 용출(upwelling) 및 전선(front)이 존재하는 영역과 같은 일부영역을 제외하고는 일반적으로 인정된다. 거의 수평적 흐름의 가정으로 미지의 주요함수로부터 수직속도성분 w 를 없애고 정수압적 분포를 이끌어내므로서 수직운동량보존방정식을 아래와 같이 단순화한다.

$$w \approx 0 \rightarrow \frac{\partial \rho}{\partial z} = -\rho g \dots\dots\dots (1)$$

2) 흐름영역내에서 수평차원은 일반적으로 수평속도에 비해 대단히 크고, 순환이 이루어 지는데 걸리는 시간은 수일이 걸린다. 따라서, 이 시간 동안의 지구자전에 따른 흐름영역에서의 효과 즉, 최소한 수평성분에서의 Coriolis력은 무시할 수 없다. Coriolis력은 $2\rho\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{V}$ 로 표현되며 여기서 $\boldsymbol{\Omega}$ 는 지구벡터의 각속도, \mathbf{V} 는 유체속도벡터이다. Coriolis력과 관성력 사이의 관계는 무차원 수인 $T\Omega$ 혹은 $\Omega L/U$ 로 나타내어지는데 여기서 T 는 현상의 전개시간이고, L 은 유체영역의 수평차원이며, U 는 특정 속도이다. Rossby 수로 일컬어 지는 $T\Omega$ 는 Coriolis효과의 중요도에 대한 지표가 된다. Coriolis력의 수평성분은 아래와 같다.

$$f_{xc} = 2\Omega(\sin \varphi)v = fv \dots\dots\dots (2)$$

$$f_{yc} = -2\Omega(\sin \varphi)u = -fu \dots\dots\dots (3)$$

여기서 f 는 Coriolis계수이고 φ 는 영역의 지리학적 위도이다. 흐름영역을 수평차원으로만 한정된다면, φ 값의 평균치가 사용되며 따라서 f 값은 모든 영역에서 일정한 것으로 한다. 여러 위도에 걸친 영역으로 확장하면 β -효과(f 의 변화)가 고려되어야한다.

3) 차원이 큰 흐름영역에서는 속도가 아주 작은 값(1cm/s)일 경우에도 매우 큰 Reynolds 수($O[Re] > 10^4$)을 가지게 되어 흐름은 항상 난류가 된다. 난류응력에 대해서는 Boussinesq 근사가 취해지며, 난류평균속도구배(turbulent mean velocity gradient)에 의해 Reynolds 응력이 근사화된다. 이러한 근사과정에서 나타나는 와점성계수(eddy viscosity coefficient)는 난류의 특성에 따라 일반적으로 등방성(isotropic)을 갖는 것으로 한다. 즉, 와점성계수(eddy viscosity coefficient)의 수평성분 ν_h 와 수직성분 ν_v 사이에는 차이가 있어서 ν_h 와 ν_v 는 보통 $\nu_h \neq \nu_v$ 이며 상수 혹은 변수로 다룬다. 변수인 경우에도 ν_h 와 ν_v 의 함수형태를 단순화시킬 수 있다. 보통 Prandtl 혼합길이 이론(mixing length theory)을 사용한다. 오름차순으로 ν_v 를 수학적으로 정리하면 아래와 같다.

$$\left. \begin{aligned} \nu &= \text{constant} \\ \nu_v &= \lambda u h \frac{z}{h} \left(1 + \frac{z}{h} \right) \\ \nu_v &= l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \\ \nu_v &= L_0 \cdot k^{1/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

여기서 $k = \frac{1}{2} \sqrt{(u'^2 + v'^2 + w'^2)}$ 이며, l_m, L_0 는 z 함수에 대한 혼합길이 및 소실길이이다.

또한 일반적인 2차원 순환모델에서는 수심평 균유속을 취하고 저면응력을 이 유속의 함수로 처리하는 것이 보편화되어 있다(윤, 1994 참조). 본 연구에서는 앞에서 기술한 제반 가정

에 추가하여 2차원 수평모델에서 수심평균유속을 취하는 대신 바람에 의한 흐름의 수직분포를 2차식으로 나타내어 이류항 및 Coriolis항, 와점성계수에의 조정으로 저면응력에 변형을 가함으로서 기존의 모델을 향상시키고자 하였다.

2. 기본방정식

2.1 일반적인 해수순환모델

먼저 해수의 순환을 계산하기 위해 대상유체를 회전지구상의 점성 비압축 유체로 다루며 지구의 회전효과를 나타내는 Coriolis 계수는 계산영역 전체에 일정하다고 하는 f-면 근사를 도입하였다. 유체의 연직방향으로는 정역학적 평형을 가정하고 운동을 무시하였다.

서론에서 언급된 가정에 따른 가장 일반적인 형태의 해수순환모델에는 Fig.1의 좌표계 정의에 따라 다음과 같은 수평방향 운동방정식과 질량연속방정식을 포함하고 있다.

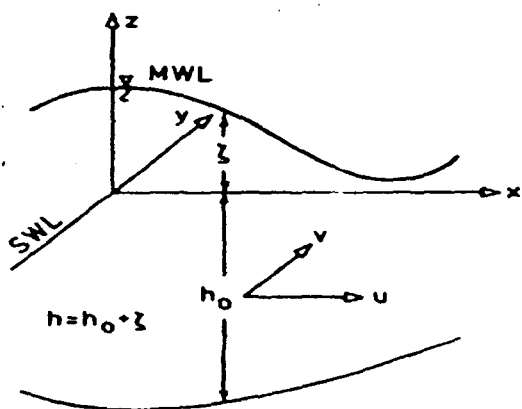


Fig.1 Coordinate axes and basic symbols

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + a_x + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_h \frac{\partial u}{\partial x} \right) +$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_h \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_v \frac{\partial u}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + a_y + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_h \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_h \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_v \frac{\partial v}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (7)$$

여기서 $u(x, y, z, t)$, $v(x, y, z, t)$, $w(x, y, z, t)$, $p(x, y, z, t)$ 는 x, y, z 방향의 속도성분 및 압력성분이며, ν_h, ν_v 는 수평 및 수직방향의 와점성합수이다.

저의 수평인 흐름에 대한 자유표면은 식 (7)을 수심에 대해 적분하여 유도한다.

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{-h_0}^{\zeta} u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h_0}^{\zeta} v dz + w|_{\zeta} - w|_{-h_0} = 0 \dots\dots\dots (8)$$

여기서 $\zeta(x, y, t)$ 는 정수면(SWL)에 대한 해면의 변위이다. $w(x, y, z = -h) = 0$ 그리고 $w(x, y, z = \zeta) \approx \partial \zeta / \partial t$ 에 대해 식 (8)을 정리하면,

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \int u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int v dz = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial U h}{\partial x} + \frac{\partial V h}{\partial y} = q \dots\dots (9)$$

여기서 $U(x, y, t)$ 와 $V(x, y, t)$ 는 수심평균 수평속도성분이며, $q(x, y, t)$ ($[q] = L^3/L^2/T$)는 강물유출과 같이 유체영역 내에서 source 혹은 sink가 존재함을 뜻하고 변수 a_x, a_y 는 Coriolis력의 수평성분과 같은 질량분포력 또는

파로 인한 힘(radiation stress의 gradient)을 의미한다.

평형방정식에서의 수직속도성분 w 는 무시될 수도 있으며 연속방정식(7)의 해로부터 계산할 수도 있다.

연안순환모델에서 난류응력에 대한 문제는 식 (4)에서 ν_v 의 근사화로 해결된다. ν_h 와 ν_v 를 비교하여 수평 및 수직운동량 확산항은 아래와 같이 정리할 수 있다.

$$[\nu] = L^2/T$$

그러면

$$O[\nu_h] \propto O[L] \cdot O[U]$$

$$O[\nu_v] \propto O[H] \cdot O[U]$$

따라서,

$$O[L] \gg O[H] \text{ 이므로 } O[\nu_v] \ll O[\nu_h]$$

여기서 L과 H는 수평 및 수직 흐름장의 차원이다. 따라서 수평 및 수직운동량 확산은 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} O\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_h \frac{\partial u}{\partial x}\right)\right] &\propto \frac{O[L] \cdot O[U]^2}{O[L]^2} \\ &\propto \frac{O[U]^2}{O[L]} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} O\left[\frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_v \frac{\partial u}{\partial z}\right)\right] &\propto \frac{O[H] \cdot O[U]^2}{O[H]^2} \\ &\propto \frac{O[U]^2}{O[H]} \end{aligned}$$

두번째 식의 값은 첫번째 값보다 훨씬 크다는 것을 의미하며 따라서 수평운동량 확산항은 수직항보다 먼저 제거시킬 수 있다. 그러나 이 값을 제거하지 않고 ν_h 상수를 사용하면 수치적인 안정상태를 유도할 수가 있다.

2.2 풍성해수순환모델

바람으로 인해 운동하는 해면에서는 전단응력이 순환을 만든다. 소규모의 지구물리학적 영역 ($O[L] = 10^4 m$)에서의 풍속은 균일한 것으로 가정할 수 있다. 따라서 성분 τ_{sx}, τ_{sy} 는 공간내에서 일정한 것으로 하고 시간에 대해서는 변화시켜야 한다. 영역이 이보다 훨씬 넓어지면 이와 같은 가정은 현실적이지 못하며 따라서 바람이 불균일함에 따른 영향을 조사하여야 한다.

본 연구에서는 바람에 의한 파는 모델에 포함시키지 않고 단지 바람에 의해 유도되는 전단력만을 도입하기로 한다. 자유표면은 파도에 관한 평균수위로 근사화된다. 풍성순환에서 파의 영향은 모델을 검증하는 과정에서 현장측정치와 비교하므로서 표면마찰계수와 와점성분포를 결정하는 매개변수의 방법으로 도입할 수 있다.

일반순환모델에서 수직적인 와점성분포는 해저면과 해면부근에서 더 강한 속도구배가 나타나기 때문에 난류강도 및 수직운동량확산은 $u_{b*} = \sqrt{(\tau_b/\rho)}$ 와 $u_{s*} = \sqrt{(\tau_s/\rho)}$ 의 두가지 인자에 관련된다. 더 고차의 난류식을 도입하여 구한 와점성분포를 사용하면 보다 나은 방법으로 바람에 의한 유속의 형상을 시뮬레이션할 수 있을 것이다(Fig.2 참조). 최대값은 해면으로부터 $1/3h$ 인 지점이며 아래의 비례식과 같이 나타난다.

$$\nu_{max} \propto \lambda u_s \cdot h, \quad O[\lambda] = 0.1 \dots\dots\dots(10)$$

Fig.2는 해안경계에 의해 양측으로 제한된 영역에서의 흐름의 형태를 나타낸다. 이 영역에서 흐름의 방향과 강도는 수심에 따라 변하게 되며 표면에서의 흐름은 풍향(북반구에서 우측으로 기울어짐)을 따른다. 표면 아래 어느

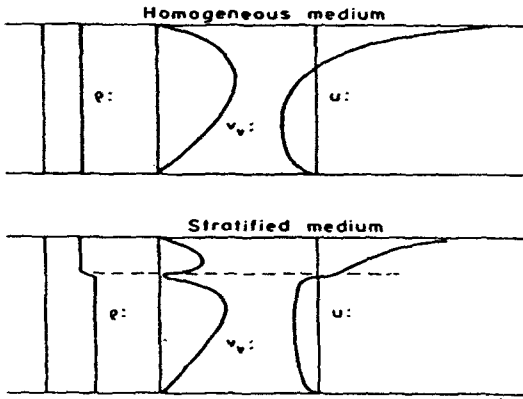


Fig.2 Distribution of wind generated current in a 1-D enclosed basin

정도의 거리에서는 해안경계에 의해 야기된 회귀흐름(return flow)으로 인해 방향이 역전된다.

바람에 의한 흐름의 일반적인 형태에 대한 이와 같은 기술은 장파에 의한 순환과 유사한 일반모델에서 단순한 수심평균과정의 적용은 신중하게 이루어져야 함을 나타낸다. 과거에 바람에 의한 순환에서 자주 사용되어온 단순 2차 수평모델(2DH)은 다음의 수식형태를 따른다(Bretschneider, 1967).

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -g \frac{\partial \xi}{\partial x} + fV + \frac{\tau_{sx}}{\rho h} - \frac{\tau_{bx}}{\rho h} \dots\dots\dots (11)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -g \frac{\partial \xi}{\partial y} - fU + \frac{\tau_{sy}}{\rho h} - \frac{\tau_{by}}{\rho h} \dots\dots\dots (12)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial(Uh)}{\partial x} + \frac{\partial(Vh)}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (13)$$

해면으로부터 10m 높이에서 측정된 풍속 성분 W_x, W_y 는 해면에 마찰을 가하게 되며 이

힘에 대한 x, y 성분은 다음과 같다(Bowden, 1983 ; Falconer, 1994).

$$\frac{\tau_{sx}}{\rho} = c_s W_x \sqrt{(W_x^2 + W_y^2)},$$

$$\frac{\tau_{sy}}{\rho} = c_s W_y \sqrt{(W_x^2 + W_y^2)} \dots\dots\dots (14)$$

또한 해저 마찰항은 수심평균유속을 고려하여 다음과 같은 2차식의 형태로 표현할 수 있다.

$$\frac{\tau_{bx}}{\rho} = c_b U \sqrt{(U^2 + V^2)},$$

$$\frac{\tau_{by}}{\rho} = c_b V \sqrt{(U^2 + V^2)} \dots\dots\dots (15)$$

3. 기본방정식의 수정

풍성해수순환모델에서 일반적으로 사용하고 있는 식 (11)~(15)에 대해서는 다음과 같은 문제점이 있다.

첫째, 이류항에 대한 평균수심의 가정에서는

$$\frac{1}{h} \int_{-h}^0 u \frac{\partial u}{\partial x} dz \approx U \frac{\partial U}{\partial x} \dots\dots\dots (16)$$

$u(z), v(z)$ 의 분포는 매우 불균일하기 때문에 식 (16)은 부정확하며 이를 수정하기 위해서는 수평운동량 분산항을 추가하여야 한다.

둘째, 식 (15)는 평균수심에서의 속도성분이 0이 될 경우에는 마찰항이 삭제됨을 의미한다. 그러나 풍성흐름의 profile에 대한 전형적인 형태로부터 평균수심에서의 속도가 0인 경우에도 부근 해저면의 전단력은 무시할 수 없으며 표면 전단력과 같은 방향으로 작용하는 것으로 볼 수 있다. 이는 식 (15)에서 τ_{bx}, τ_{by} 보다 더 근접한 근사치가 사용되어야 함을 의미한다.

3차원이 아닌 2차원 공간에서 식 (11), (12)를 향상시키려면 수심에 대한 흐름의 특정한

분포를 채택하여야 한다. 여기서는 $u(z)$ 의 형태를 아래와 같이 가정하기로 한다.

$$u(z) = az^2 + \beta z + \gamma \dots\dots\dots (17)$$

이때, 미결정계수 a, β, γ 를 계산하기 위하여 다음의 조건을 도입한다.

(1)자유표면조건

$$\frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\tau_s}{\rho \nu} \dots\dots\dots (18)$$

(2)해지면조건

$$u \Big|_{z=-h} = 0 \dots\dots\dots (19)$$

(3)평균수심에 대한 속도의 정의

$$U = \frac{1}{h} \int_{-h}^0 u dz \dots\dots\dots (20)$$

식 (17)에 식 (18)에서 (20)을 적용하면

$$u(z) = \left(\frac{3}{4} a - \frac{3}{2} U \right) \left[\left(\frac{z}{h} \right)^2 - 1 \right] + a \left(\frac{z}{h} + 1 \right) \dots\dots\dots (21)$$

여기서

$$a = \frac{\tau_s h}{\rho \nu} \dots\dots\dots (22)$$

따라서, 문제는 해수표면에서의 와점성계수 ν_s 를 결정하는 것으로 변환되었다. 포물선형 속도분포의 형태를 취하도록 하기 위해서는 평균치를 구하여 일정한 와점성계수를 도입하기로 한다. 즉,

$$\bar{\nu} = \lambda h \sqrt{\left(\frac{\tau_s}{\rho} \right)} \dots\dots\dots (23)$$

이때, 난류모델과 실험측정치에 의하면 식 (10)과 같이 $O[\lambda] = 0.1$ 의 범위이므로 $\bar{\lambda} = 0.066$ 일때 a 값은 아래와 같이 정리된다.

$$\begin{aligned} a &= \frac{\tau_s h}{\rho \nu} \\ &= \left(\frac{\tau_s h}{\rho} \right) \cdot \frac{1}{\lambda h} \cdot \sqrt{\frac{\rho}{\tau_s}} = \frac{1}{\lambda} \cdot \sqrt{\frac{\tau_s}{\rho}} = \frac{1}{0.06} \\ &\quad \cdot \sqrt{\frac{\tau_s}{\rho}} = 16.67 \sqrt{\left(\frac{\tau_s}{\rho} \right)} \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

그러므로, 속도분포식 (21)은 주어진 값과 평균수심속도 $U(x, y)$ 의 함수로 나타난다. 해지면 전단력 $\tau_b/\rho = \nu \partial u/\partial z$ 에서 식 (21)과 (23)을 대체하면 τ_b/ρ 는 다음과 같다.

$$\frac{\tau_b}{\rho} = 0.18 \sqrt{\left(\frac{\tau_s}{\rho} \right)} U - 0.5 \frac{\tau_s}{\rho} \dots\dots\dots (25)$$

수심에 따른 이류항 $u \partial u/\partial x$ 의 적분식 (19)를 사용하면 :

$$\frac{1}{h} \int_{-h}^0 u \frac{\partial u}{\partial x} dz = U \frac{\partial U}{\partial x} + \left(0.2U + \frac{a}{40} \right) \frac{\partial U}{\partial x} \dots\dots\dots (26)$$

따라서, 식 (25)와 (26)을 근거로 하여 수평 운동량 이산 및 바람에 의한 순환에서의 해저 마찰에 관하여 수식을 개량하면

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + \left(0.2U + \frac{a_x}{40} \right) \frac{\partial U}{\partial x} + \\ \left(0.2V + \frac{a_y}{40} \right) \frac{\partial U}{\partial y} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + fV + \frac{\tau_{sx}}{\rho h} \\ - \left(0.18 \frac{U}{h} \sqrt{\left(\frac{\tau_s}{\rho} \right)} - 0.5 \frac{\tau_{sx}}{\rho h} \right) \dots\dots\dots (27) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + \left(0.2U + \frac{a_x}{40} \right) \frac{\partial V}{\partial x} + \\ \left(0.2V + \frac{a_y}{40} \right) \frac{\partial V}{\partial y} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - fU + \frac{\tau_{sy}}{\rho h} \\ - \left(0.18 \frac{V}{h} \sqrt{\left(\frac{\tau_s}{\rho} \right)} - 0.5 \frac{\tau_{sy}}{\rho h} \right) \dots\dots\dots (28) \end{aligned}$$

식 (27), (28)을 다시 정리하여

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \left(1.2U + 0.4 \sqrt{\left(\frac{\tau_s}{\rho}\right)}\right) \frac{\partial U}{\partial x} + \\ \left(1.2V + 0.4 \sqrt{\left(\frac{\tau_s}{\rho}\right)}\right) \frac{\partial U}{\partial y} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + fV \\ + \frac{\tau_{sx}}{\rho h} - \left(0.18 \frac{U}{h} \sqrt{\left(\frac{\tau_s}{\rho}\right)} - 0.5 \frac{\tau_{sx}}{\rho h}\right) \dots (29) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + \left(1.2U + 0.4 \sqrt{\left(\frac{\tau_s}{\rho}\right)}\right) \frac{\partial V}{\partial x} + \\ \left(1.2V + 0.4 \sqrt{\left(\frac{\tau_s}{\rho}\right)}\right) \frac{\partial V}{\partial y} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - fU \\ + \frac{\tau_{sy}}{\rho h} - \left(0.18 \frac{V}{h} \sqrt{\left(\frac{\tau_s}{\rho}\right)} - 0.5 \frac{\tau_{sy}}{\rho h}\right) \dots (30) \end{aligned}$$

한편, 연속방정식은 식(13)의 형태를 그대로 갖는 것으로 한다.

해안경계조건은 경계에 수직인 속도성분을 억제하고, 접선성분은 연안류를 유발할 수 있도록 진행이 자유롭게 한다. 입사교란이 없는 개방해역경계에서 내측으로부터 오는 파에 대한 경계조건은 자유방사로 정의하며 경계에 수직인 수심평균속도 U_n 를 자유표면수위 ζ 와 관계시켜 다음과 같이 표현할 수 있다. 여기서 \mathbf{n} 은 외향단위벡터이다.

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{U}_n = \zeta \sqrt{(g/h)} \dots (31)$$

4. 유한차분모델의 수립

연안역에서의 해수순환을 해석하기 위한 다양한 수치기법은 여전히 연구대상으로 남아 있다. 이러한 수치해석 기법으로는 유한차분법, 경계요소법, 유한요소법 등을 들 수 있으나 여기서는 간결성과 효율성을 기초로 유한차분법을 선택하였다.

흐름영역은 Δx , Δy 의 직교하는 수평격자에 의해 이산화하였으며 해안경계는 $\parallel Ox$ 혹은 $\parallel Oy$ 로 근사화하였다. 또한 개방경계는 $\parallel Ox$ 혹은 $\parallel Oy$ 로 각각 선택하였으며 미지함수 U , V , ζ 는

staggered grid 방식으로 특정 위치에서 계산된다. 즉, U , V 값은 각각 격자면 $\parallel Oy$, $\parallel Ox$ 에서의, ζ 는 격자 한가운데에서의 값이다. 계산점의 좌표는 i, j, n 부호로 취해지며 이는 가로, 세로 및 시간을 각각 의미한다.

계산점과 격자형태에 해당하는 부호 i, j 를 그림으로 나타내면 Fig. 3과 같다.

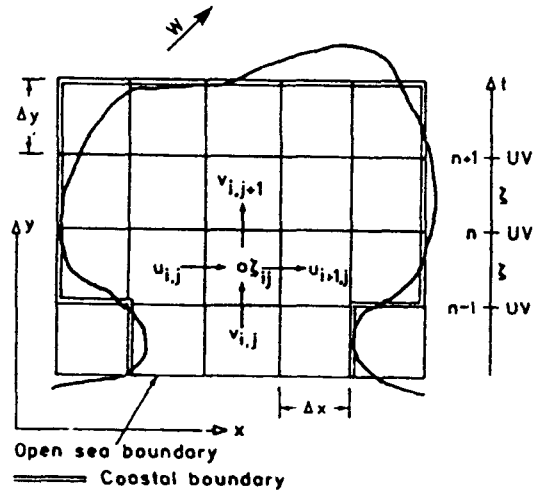


Fig.3 Staggered grid for spatial and time discretisation

Fig.3의 정의와 유한차분 양해법을 근거로 하여 식 (13), (29), (30)을 정리하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \zeta_{ij}^{n+3/2} = \zeta_{ij}^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{2\Delta x} [U_{i+1j}^{n+1} \cdot (h_{ij} + h_{i+1j}) \\ - U_{ij}^{n+1} \cdot (h_{ij} + h_{i-1j})] - \frac{\Delta t}{2\Delta y} [V_{ij+1}^{n+1} \\ \cdot (h_{ij} + h_{ij+1}) - V_{ij-1}^{n+1} \cdot (h_{ij} + h_{ij-1})] \dots (32) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} U_{ij}^{n+1} = U_{ij}^n - \frac{\Delta t}{2\Delta x} [1.2 U_{ij}^n + 0.4 \cdot (\text{sign } \tau_{sx}) \\ \sqrt{\left(\frac{\tau_{sx}}{\rho}\right)}] \cdot (U_{i+1j}^n - U_{i-1j}^n) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{\Delta t}{2\Delta y} [1.2 \bar{V}_{ij}^n + 0.4 \cdot (\text{sign } \tau_{sy}) \\
 & \quad \sqrt{\left(\frac{\tau_{sy}}{\rho}\right)} \cdot (U_{ij+1}^n - U_{ij-1}^n) \\
 & -g \frac{\Delta t}{\Delta x} (\zeta_{ij}^{n+1/2} - \zeta_{i-1j}^{n+1/2}) + f \bar{V}_{ij}^n \cdot \Delta t \\
 & -2\Delta t \left[0.18 \frac{U_{ij}^n}{(h_{ij} + h_{i-1j})} \cdot \sqrt{\left(\frac{\tau_s}{\rho}\right)} - \right. \\
 & \quad \left. \frac{1.5}{(h_{ij} + h_{i-1j})} \cdot \sqrt{\left(\frac{\tau_s}{\rho}\right)} \right] \dots\dots\dots (33)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 V_{ij}^{n+1} = V_{ij}^n - \frac{\Delta t}{2\Delta y} [1.2 V_{ij}^n + 0.4 \cdot (\text{sign } \tau_{sy}) \\
 \sqrt{\left(\frac{\tau_{sy}}{\rho}\right)} \cdot (V_{ij+1}^n - V_{ij-1}^n) \\
 - \frac{\Delta t}{2\Delta x} [1.2 \bar{U}_{ij}^n + 0.4 \cdot (\text{sign } \tau_{sx}) \\
 \sqrt{\left(\frac{\tau_{sx}}{\rho}\right)} \cdot (V_{i+1j}^n - V_{i-1j}^n) \\
 -g \frac{\Delta t}{\Delta y} (\zeta_{ij}^{n+1/2} - \zeta_{i-1j}^{n+1/2}) - f \bar{U}_{ij}^n \cdot \Delta t \\
 -2\Delta t \left[0.18 \frac{V_{ij}^n}{(h_{ij} + h_{ij-1})} \cdot \sqrt{\left(\frac{\tau_s}{\rho}\right)} \right. \\
 \left. - \frac{1.5}{(h_{ij} + h_{ij-1})} \cdot \sqrt{\left(\frac{\tau_s}{\rho}\right)} \right] \dots\dots\dots (34)
 \end{aligned}$$

여기서,

$$\bar{U}_{ij}^n = (U_{ij}^n + U_{ij-1}^n + U_{i+1j}^n + U_{i+1j-1}^n) / 4$$

$$\bar{V}_{ij}^n = (V_{ij}^n + V_{i-1j}^n + V_{ij+1}^n + V_{i-1j+1}^n) / 4$$

경계조건은 해안경계에 대한 근사는 완전반사조건에 경계 $\parallel Ox$ 상에서 $V_{ij}^n = 0$, 경계 $\parallel Oy$ 상에서 $U_{ij}^n = 0$ 로 하였다. 개방경계에서는 자유방사조건을 적용하였으며 초기조건을 아무런 흐름이 없는 경우로 하여 출발하여 최종 정상흐름상태에 이르도록 하였다. 이것은 time-marching 형태의 기법이다. 각 시간단계에서 흐름영역의 전체 운동에너지는 다음과 같

이 함으로 계산되며

$$E_{kin}^n = \sum_i \sum_j [(U_{ij}^n + U_{i+1j}^n)^2 + (V_{ij}^n + V_{ij+1}^n)^2] h_{ij} \Delta x \Delta y / 8 \dots\dots\dots (35)$$

정상상태는 $|E^{n+1} - E^n| / E^{n+1}$ 이 수렴점 정치 (10^{-3})보다 작게 될 때 도달하는 것으로 하였다.

영역은 좌표 y (부호 j)의 연속적인 값에 대해 x 방향(부호 i)으로 정하고 j 값에 대한 영역의 좌·우측 한계는 Fig. 4와 같은 정수배열 IS(J), IE(J)로 정의하도록 하였다.

특별한 격자는 이들 속성을 표현하는 정수부호로 결정한다. 영역의 내부에 속해져 있는 격자가 아니고 한면이나 그 이상의 면이 연안이나 개방경계에 접해있는 특정격자에 대해서는 이들 속성을 표현하는 정수부호로 구분한다.

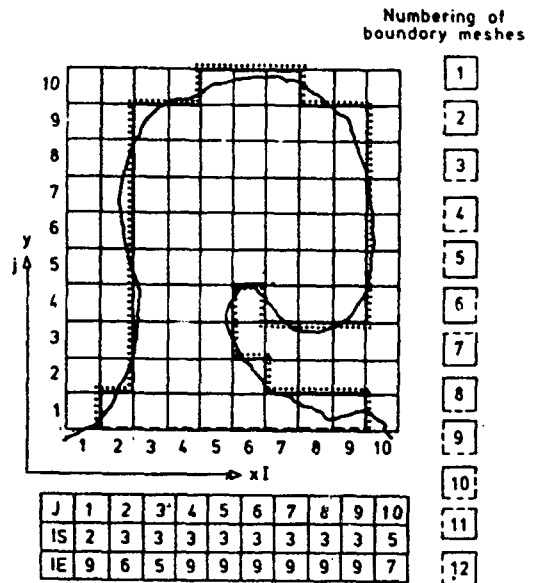


Fig.4 Coastal boundaries and typical boundary meshes

U_{ij}^n, V_{ij}^n 값은 $U(I,J), V(I,J)$ 배열로, $U_{ij}^{n+1}, V_{ij}^{n+1}$ 은 $UN(I,J), VN(I,J)$ 배열로 표현하고 각 시간단계에서 계산된 UN, VN 은 계산후 U, V 에 다시 저장한다. 격자의 중심인 평균 격자면에서 속도요소 $(U_{ij}^n + U_{i+1j})/2$ 및 $(V_{ij}^n + V_{i+1j})/2$ 의 계산을 수행하기로 하였다.

5. 모델의 적용

임의의 해안 형태를 가지는 흐름영역에 대해 개발한 모델을 적용해 보았다. 바람의 영향은 전흐름장에 걸쳐 일정한 것으로 가정하였다. 시간에 따라 바람이 변화하는 경우에는 이를 도입할 수도 있다. 초기조건은 바람을 제외한 외력이 없는 단순한 출발이며, 정상흐름에서 유체동역학적 조건의 전개는 그 다음에 이어진다. 결과는 격자중심에서의 U, V, ζ 로 나타낸다. 식 (21)로부터 어느 수심에서든지 흐름의 형태를 계산할 수 있다. 예를 들어 표면의 이류 확산성 오염물의 전달의 경우와 같이 자유 표면속도성분이 u_{surf}, v_{surf} 가 필요하면 식 (21) 및 (24)를 통해 다음과 같이 계산하면 된다.

$$u_{surf} = 1.5U + a_x/4 \dots\dots\dots (36)$$

$$v_{surf} = 1.5V + a_y/4 \dots\dots\dots (37)$$

바람이 일으키는 해수의 순환에 대한 2DH 모델 즉, $u(\partial u/\partial x)$ 및 τ_b/ρ 를 수정한 경우에 수치해석의 결과를 제시하기로 한다. 도입한 흐름영역형태와 사각격자에 의한 영역의 분할은 Fig.5와 같다.

바람에 의한 순환을 계산하기 위한 대상영역은 $i \times j = 20 \times 20$ ($\Delta x = \Delta y = 1000m$)으로 이산화 하였으며 격자내에서 굵은 실선 부분은 해안경계를 나타낸다. Fig.5에서 a-a'면은 영역에서 대각선 방향의 단면을 가리킨다. 영역내의 수심분포는 y방향으로 일정한 해저경사를 갖는 경우(depth case 1 : 5m~50m)와 x 및 y방향으로 동시에 수심이 변해나가는 경우(depth case 2 : 5m~50m)로 나누어 적용하였

으며 각각의 경우에 대해 풍향을 달리하여 실험하였다. 이때 적용된 풍속은 10m/sec이며 30sec의 time step으로 60,000sec (≈ 16 hours)동안의 지속적인 바람에 대해 계산을 수행하였다.

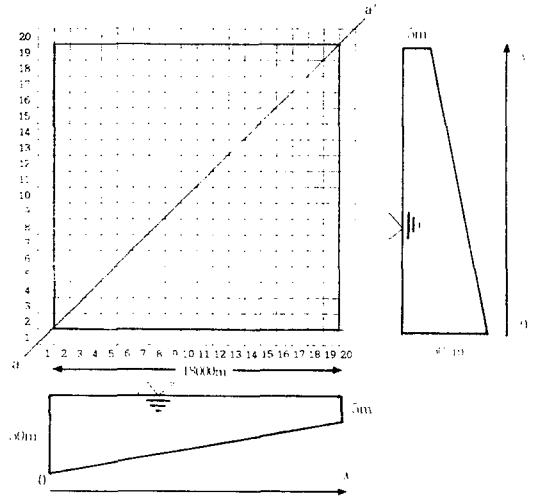


Fig. 5 Flow domain and discretisation for wind generated circulation model

해저 및 해면마찰계수 C_f, C_s 는 각각 0.05, 0.000005로 과한 값을 적용하였으며 Coriolis계수는 0.0001을 사용하였다. Fig.6 (a), (b)는 Case 1 및 Case 2에 적용한 등수심도를 나타낸다.

6. 토론 및 결론

Fig. 7은 정상흐름조건을 만들 때 까지, 즉 정상흐름 U, V 장과 표면형태가 대각선 또는 x, y축 방향으로 바람에 평행하도록 될 때까지의 운동에너지의 발달률 나타낸다. 수심의 분포가 y축 방향으로 균일한 경사를 가질 때 운동에너지의 발달은 대각선 방향으로 x축 방향으로 바람이 불 경우 거의 동일하게 나타나지만 바람의 진행방향으로 수심의 변화가 동일한 y축 방향의 경우 운동에너지의 발달은 거의 없는 것으로 나타났다. 운동에너지의 발달에서 Case 1과 Case 2는 명백한 차이를 보이고 있다.

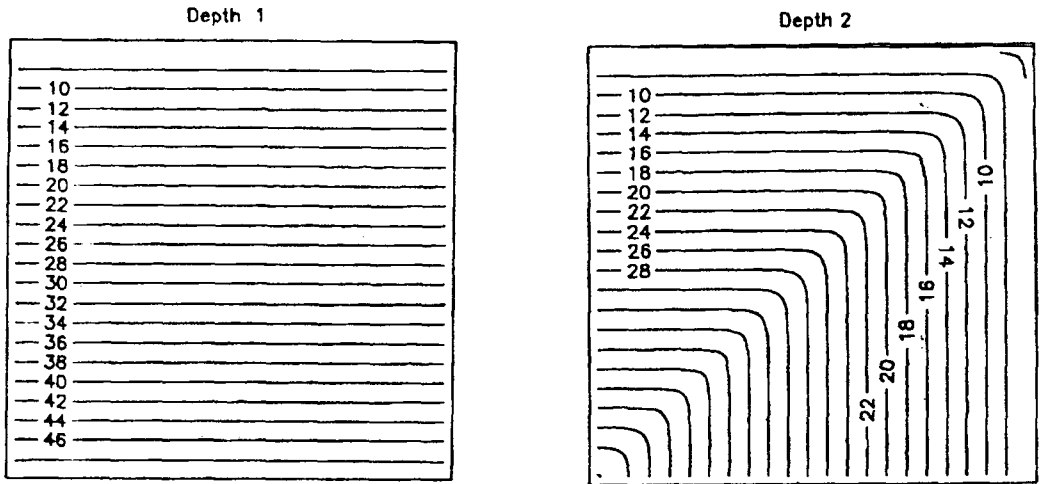


Fig. 6 Water depth contours for Case 1 and Case 2

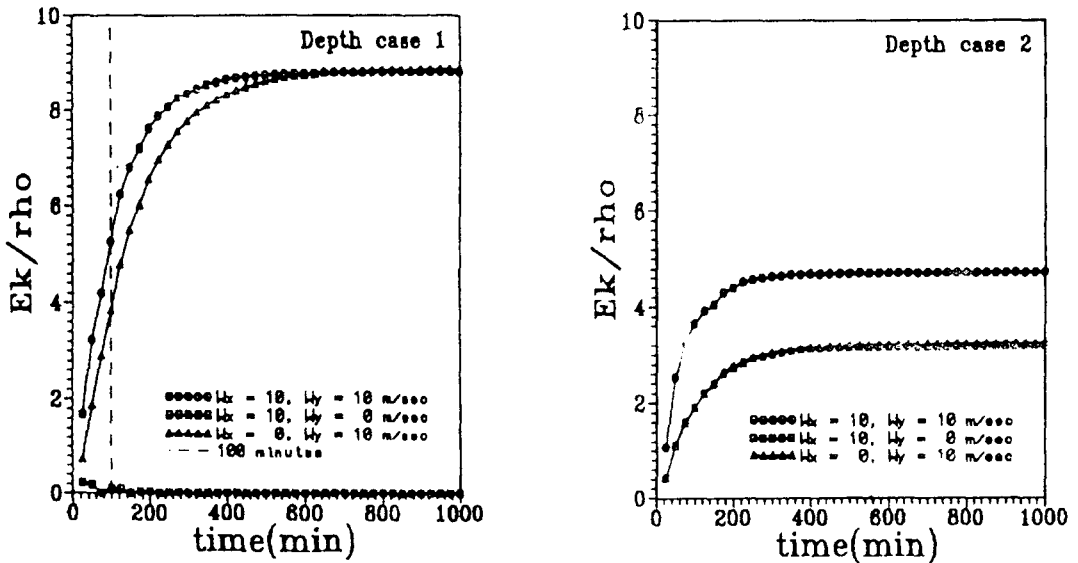


Fig. 7 Energy evolutions for the Case 1 and Case 2

한편, Fig.8은 대각선 방향 (a-a'면)으로 바람이 불 때 운동에너지의 발달에 대하여 수정한 모델과 수정하지 않은 전통적인 방법을 통

한 결과를 비교한 것이다. Case 1 및 Case 2 양쪽의 경우에 수정하지 않았을 때 운동에너지가 높게 계산되고 있음을 알 수 있다.

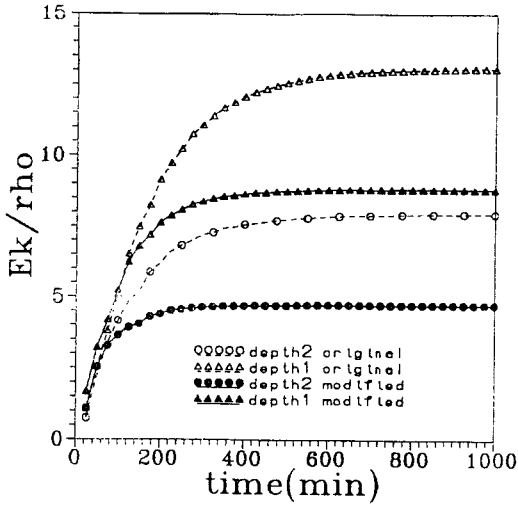


Fig. 8 Comparison of two models in terms of energy evolution

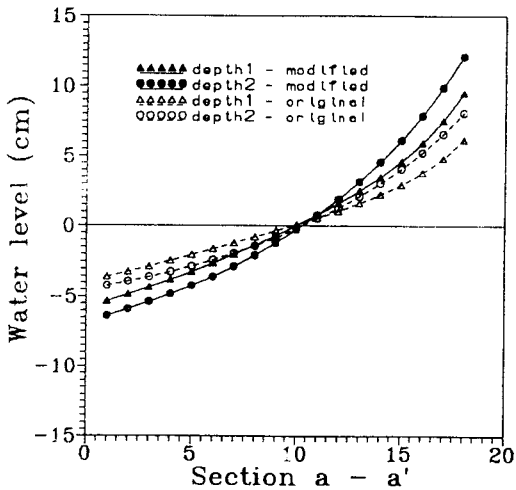


Fig. 9 Comparison of two models in terms of surface profile

Fig.9는 본 연구에서 수정한 모델과 수정하지 않은 일반순환 모델에서 wind setup로 인한 해면의 변화를 비교한 것이다. 정상상태에 이

른 a-a'단면의 해면형상은 수정한 모델이 Case 1 및 Case 2 양쪽 모두에서 기울기가 크게 나타났다. 어느 경우에도 해안을 향해 바람이 불 때에는 같은 방향의 자유표면 전단력과 해지면 전단력 양쪽이 평형을 이루어 더 큰 자유표면 구배를 초래하고 결과적으로 해안을 따라 더 큰 storm surge를 유발한다.

한편, 정상상태에 이르기 전, 시간 100분에 x 축 방향의 바람 성분과 y 축 방향의 바람 성분이 작용한 때 U, V장의 특징은 Fig.10과 같다. 전반적으로 정상상태와 동일하지만 유속의 크기와 순환의 중심점 위치에 차이를 나타내었다.

Fig.11은 바람이 x 축 방향(a), y 축 방향(b), 대각선 방향(c)으로 불 때 정상흐름 U, V장과 해면형태를 나타내어 보인 것이다. 바람의 방향과 나란한 해면의 형태를 나타내어 보이는 반면, U, V장은 x 축 방향의 풍속 성분이 강할 때, 시계으로 연안순환을 나타내어 보인다.

만입된 형태의 수심에 대한 실험에서는 Fig.12에서와 같이 독특한 순환형태를 나타내었다. 이 경우 수심으로 인해 (a), (b)에서와 같이 x 축에 나란한 바람과 y 축에 나란한 바람의 작용으로 각각 시계 방향, 반시계 방향의 순환을 나타낸 반면, 대각선 방향의 바람으로는 이 둘을 결합한 형태(c)로 나타났으며 대각선축에 대해서는 해안에서의 wind setup으로 인한 환류가 바람의 반대방향으로 형성되고 있음이 조사되었다.

이와 같은 결과로 수심이 얇은 해역에서 가변수심의 경우 바람으로 인한 지역적 순환형태가 발달할 수 있음을 알 수 있으며 현장관측 등으로 이에 대한 자세한 조사가 이루어져야 할 것으로 사료된다.

본 연구에서 모델링에 사용한 외력은 바람만 존재하는 것으로 하였으나 후속될 연구에서는 파랑의 영향을 radiation stress항으로 도입하고 이를 바람과 동시에 고려하여 모델을 향상시키고자 한다.

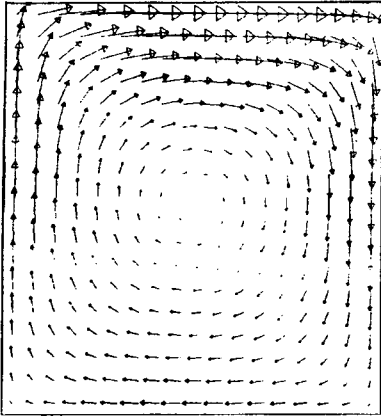
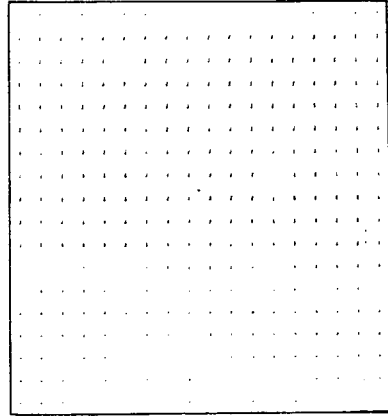
(a) $W_x = 10m/sec$ (b) $W_y = 10m/sec$

Fig.10 Circulation pattern after 100 min. (case 1)

참고문헌

윤재열(1994), 해양역학입문, 청문각.

Abbott, M.B. (1979), "Computational Hydraulics," Pitman.

Abbott, M.B. and Basco, D.R. (1989), "Computational Fluid Dynamics," Longman Scientific & Technical, London.

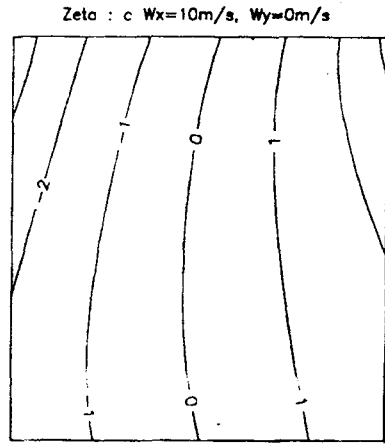
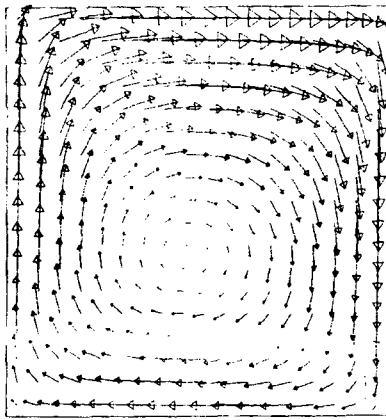
Bowden, K. (1983), "Physical Oceanography of Coastal Waters," Ellis Horwood.

Bretschneider, C. H. (1967), "Storm Surges", in Advances in Hydrosiences, Vol. 4, Academic Press Inc., N.Y. pp. 341 ~ 418

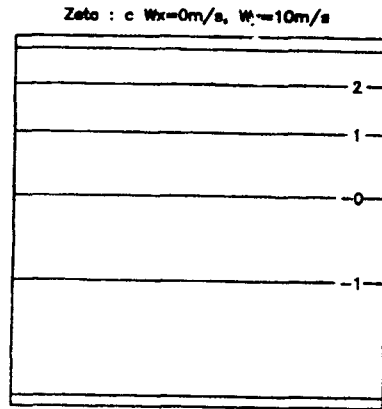
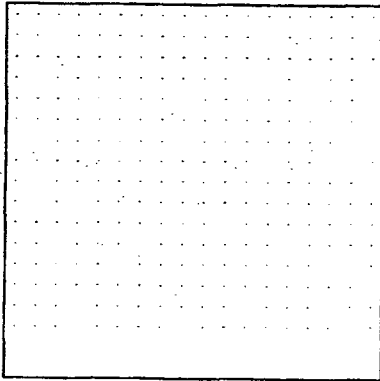
Falconer, R.A. (1994), "An Introduction to Nearly-horizontal Flows," in Coastal, Estuarial and Harbour Engineer's Reference Book(ed. Abbott, M.B. and Price, W.A.), pp.26-36.

Horikawa, K. (1988), "Nearshore Dynamics and Coastal Processes," University of Tokyo Press, Tokyo.

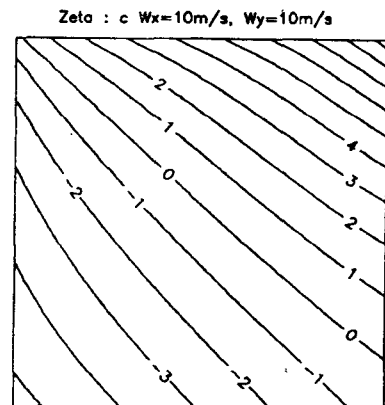
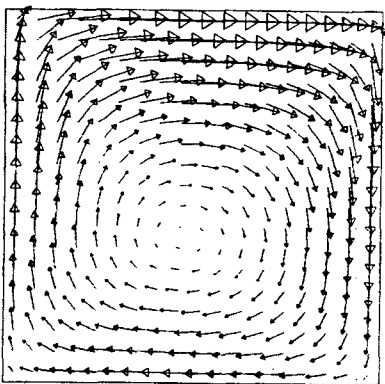
Koutitas, C.G. (1988), "Mathematical Models in Coastal Engineering," Pentech Press.



(a) $W_x = 10m/sec$

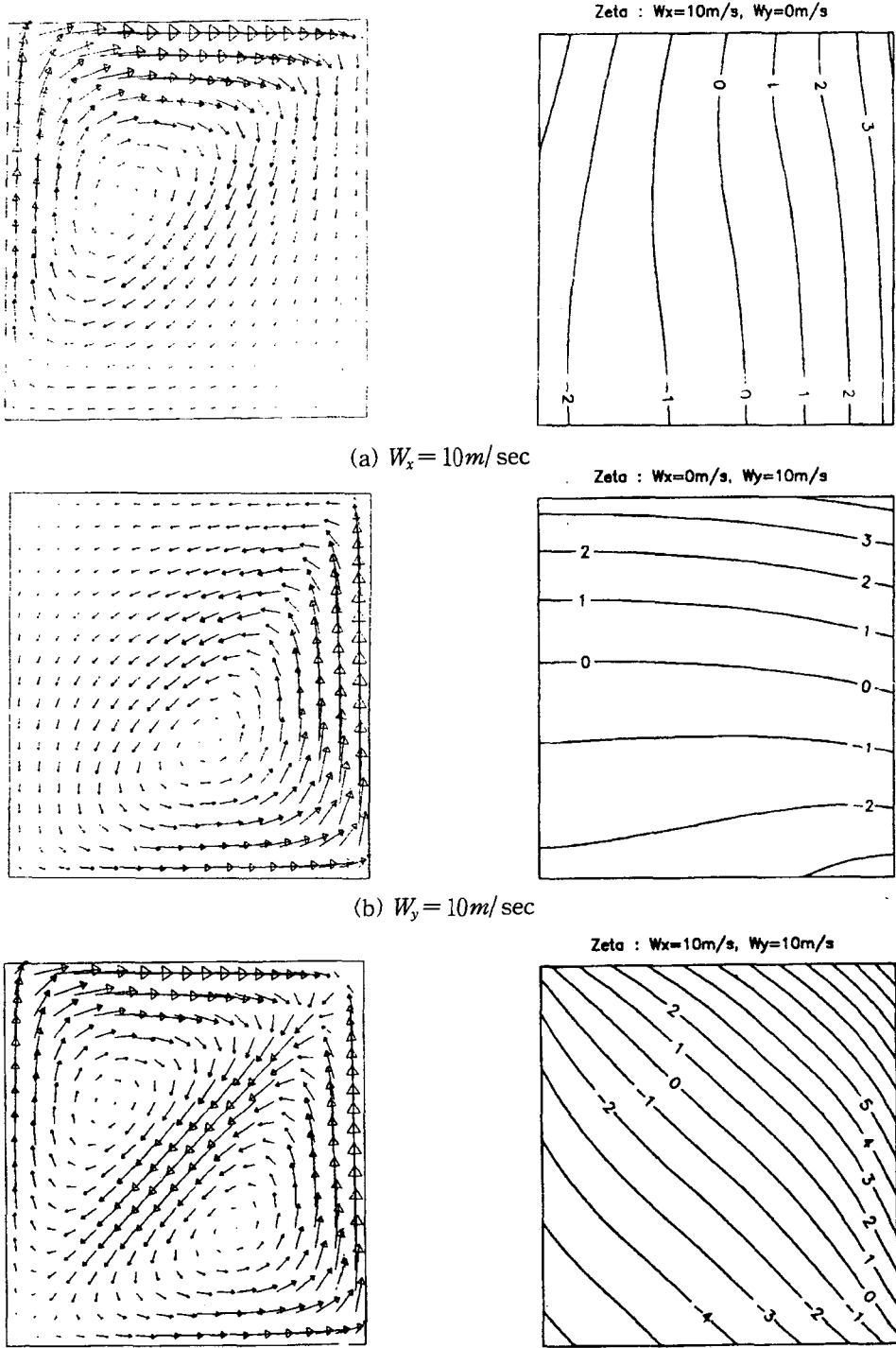


(b) $W_y = 10m/sec$



(c) $W_x = W_y = 10m/sec$

Fig. 11 Circulation pattern and surface profile for steady state (case 1)



(c) $W_x = W_y = 10m/sec$

Fig. 12 Circulation pattern and surface profile for Case 2