

圓形섬 周邊 潮汐 殘差流에 대한 三次元 數值實驗研究 Three-Dimensional Numerical Experiment on the Tide-Induced Residual Currents around a Circular Island

이호진* · 최현용* · 정종률*

Ho Jin Lee*, Hyun Yong Choi* and Jong Yul Chung*

要 旨 : 본 연구에서는 해저지형이 변화하는 원형의 섬 주변에서 발생하는 조석 잔차류에 대하여 3차원 수치실험을 수행했다. 본 연구에서 사용한 3차원 수치모델은 스펙트럴 모델로서 수평적으로는 유한 차분법을 적용하고 연직방향으로는 깊이에 따라 변하는 기저함수의 곱으로 확장하여 해류의 연직분포를 구하는 모델이다. 수치실험 결과 조석 잔차류 발생에 있어 수심변화의 효과와 비선형 효과가 중요한 역할을 했고 이것은 기존의 조석 잔차류 발생에 대한 2차원적 수치실험 연구결과와 일치했다. 또 조석 잔차류의 수평구조는 시계방향의 회전성 조류일 때 시계방향으로 순환하는 잔차류의 특성을 보였으며 3차원적 구조를 검토한 결과 잔차류의 수평속도 성분 즉 u , v 의 연직구조는 대수함수적인 분포를 나타냈다.

Abstract □ Most of numerical models for studying tide-induced residual currents (TIRC) were to dimensional depth averaged models which were confined to analyze the horizontal structure of TIRC. In this study, TIRC occurring around a circular island was simulated with the three-dimensional spectral model which employed by the finite difference method in the horizontal direction and the expansion of basis function in the vertical direction. The main results of numerical experiment can be summarized as follows. Firstly, both topographic and nonlinear effect played an important role in the generation of TIRC. Secondly, when the currents were rotary clockwise, the horizontal structure of TIRC appeared to rotate in the same direction. These results were consistent with those of previous studies of two-dimensional numerical models.

1. 서 론

해양현상을 규명하는 한 방법으로 수치모델 기법이 개발되어 왔다. 수치모델을 이용한 실험의 장점은 실제 해양에서는 실험이 불가능한 여러가지 현상에 대한 실험의 수행이 용이하다는 것이다. 해양현상을 설명하기 위하여 사용한 수치모델의 대부분은 2차원 모델이었다. 이러한 2차원 수치모델은 계산이 간단하고 해류성분의 평면적 구조를 비교적 잘 재현할 수 있는 장점이 있지만 해류의 3차원적 구조를 재현할 수 없는 단점이 있다.

스펙트럴 모델(spectral model)은 준 삼차원 모델로서 해류의 수평성분 값을 깊이에 따라 변하는 함수(basis function)의 곱으로 확장하여 해류의 연직분포

를 구하는 모델이다. 스펙트럴 모델에 사용되는 기저함수(basis function)는 Heaps(1972)가 연직 와동 점성계수(vertical eddy viscosity coefficient)를 포함하는 이차미분항(확산항)의 고유함수(eigenfunction)를 사용한 이후로 많은 다른 함수가 사용되었다. Davies(1980, 1983)는 Cosine함수, Chebishev함수, Gram-Schmidt 직교함수(orthogonal polynomials)와 B-spline 함수를 기저함수로 사용하였고 Davies와 Owen(1979)은 Chebishev함수와 Legendre함수를 사용하였다. 기저함수는 경계조건(bottom, surface boundary conditions)과 그 해의 수렴성을 고려하여 선택하는 것이 효율적이다. Davies와 Owen(1979)은 6개의 Legendre 다항식을 사용하여 유속의 연직성분을 구한 결과 cosine함수와 B-spline함수를 사용했을 때보다

*서울대학교 海洋學科 (Department of Oceanography, Seoul National University, Seoul 151-742, Korea)

해에 대한 수렴성이 더 빠르다는 결과를 밝혔다.

3차원 다층 격자모델(Multi-level grid box model)의 경우 각 층으로 분리된 격자에 의해 각 점에서의 유속값만을 알 수 있다. 그러나 스펙트럴 모델의 경우 수평성분의 유속을 수심에 따라 변하는 함수를 이용하여 유속에 대한 연직분포 상황을 연속적으로 구할 수 있는 장점이 있다(소, 1992). 이러한 장점때문에 스펙트럴 모델은 조석, 폭풍해일, 풍성해류 연구 등에 많이 이용되어 왔다. 본 연구에서는 기저함수로 Legendre 함수를 사용한 스펙트럴 모델을 섬 주위에 발생하는 조선잔차류의 3차원 구조를 이해하는 데 적용하고자 한다.

천해에서의 조석 잔차류(tide-induced residual current)의 속도는 조류속도의 약 1/10 정도로 폭풍에 의해 생성되는 잔차류에 비해 상당히 작다. 그러나 전자의 경우 조석의 항상성 때문에 해수순환에 있어 매우 중요하다. 즉 조석에 의해 생성되는 잔차류가 해수 물성의 장기간에 걸친 분포상태의 결정이나 연안에서의 퇴적물 이동에 중요한 역할을 할 수 있다(Lee, 1988). 따라서 조석 잔차류의 3차원적 구조를 밝히는 것이 실제 해양에서의 해수물성의 3차원적 분포특성이나 연안 퇴적물의 이동 기작을 밝히는데 필요하다.

조석잔차류에 대한 기존의 수치실험 연구는 주로 2차원 모델을 이용하여 수행되었다(Tee, 1976; Greenberg, 1983; Lee, 1988). 3차원 모델을 이용한 연구는 Tee(1980)가 조류를 수심평균한 유속성분과 수심에 따라 변하는 유속성분으로 분리하여 계산한 3차원 수치실험 연구와 Feng(1986)의 수치실험이 있는데 Feng(1986)은 조류의 수평성분 유속의 연직적인 전단력을 고려한 잔차류의 생성에 대한 연구가 실제현상을 좀 더 정확하게 설명해 줄 수 있다고 하였다. 그러나 Feng(1986)은 수평와도 마찰항은 고려하지 않았다.

본 연구의 목적은 Legendre 다항식을 기저함수로 사용하는 스펙트럴 모델을 개발하고 이 모델을 조석 잔차류 발생의 재현에 적용하여 기존의 2차원 수치실험의 결과로 알려진 잔차류 발생 요인을 분석하고 아울러 잔차류의 3차원적 구조를 검토하는 데 있다.

2. 기본방정식 및 수치모델

2.1 기본방정식

밀도가 균질한 유체(homogeneous fluid)를 가정하고 연직방향으로는 정압가정(hydrostatic approximation; $p = \rho g(h + \zeta)$)을 사용한 원통 좌표계상의 유체의 연속방정식과 운동방정식은 다음과 같다.

$$\frac{1}{R} \frac{\partial(RU)}{\partial R} + \frac{1}{R} \frac{\partial V}{\partial \Theta} + \frac{\partial W_z}{\partial Z} = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial T} + U \frac{\partial U}{\partial R} + V \frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial \Theta} - \frac{U^2}{R} + W_z \frac{\partial U}{\partial Z} - fV + g \frac{\partial \zeta}{\partial R} \\ = \frac{\partial}{\partial Z} \left(A_v \frac{\partial U}{\partial Z} \right) + A_h \left(\nabla_h^2 U - \frac{U}{R^2} - \frac{2}{R^2} \frac{\partial V}{\partial \Theta} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial T} + U \frac{\partial V}{\partial R} + V \frac{1}{R} \frac{\partial V}{\partial \Theta} - \frac{UV}{R} + W_z \frac{\partial V}{\partial Z} + fU + g \frac{1}{R} \frac{\partial \zeta}{\partial \Theta} \\ = \frac{\partial}{\partial Z} \left(A_v \frac{\partial V}{\partial Z} \right) + A_h \left(\nabla_h^2 V - \frac{V}{R^2} + \frac{2}{R^2} \frac{\partial U}{\partial \Theta} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

여기서,

- T : 시간
- R, Θ : 원통 좌표계에서의 수평좌표
(R: Radial, Θ : Azimuthal)
- Z : 평면해면상의 연직좌표(upward)
- U, V, W : 유속의 R, Θ , Z 방향성분
- A_v, A_h : 연직, 수평 와동점성계수(vertical, horizontal eddy viscosity)
- f : Coriolis 인자(= $2\Omega \sin\phi$)
- g : 중력가속도
- ∇_h^2 : 수평 라플라시안 연산자(horizontal Laplacian operator), 즉

$$\nabla_h^2 = \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(R \frac{\partial}{\partial R} \right) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2}{\partial \Theta^2}$$

해면($Z = \zeta$)에서의 경계조건은

$$\frac{\partial U}{\partial Z} = 0, \quad \frac{\partial V}{\partial Z} = 0 \quad (4)$$

이고 해저면에서의 경계조건은

$$A_v \frac{\partial U}{\partial Z} = k \cdot U_h (U_h^2 + V_h^2)^{1/2}$$

$$A_v \frac{\partial V}{\partial Z} = k \cdot V_h (U_h^2 + V_h^2)^{1/2} \quad (5)$$

여기서 U_h, V_h 는 해저면에서 R, Θ 방향의 유속성분이고 k 는 비선형 해저마찰계수(quadratic bottom frictional coefficient)이다. 또 육지 경계조건(land boundary)은

$$\vec{U} \cdot \vec{n} = 0 \quad (6)$$

이다. 여기서 \vec{U} 는 유속벡터이고 \vec{n} 은 육지경계에 수직하는 단위벡터이다. 즉, 육지를 통한 해수의 이동은 없다고 가정한다.

스펙트랄 모델은 서론에서 언급한 바와 같이 유속의 연속적인 연직분포를 기저함수의 곱으로 확장하여 나타낸다. 본 연구에서는 기저함수로 Legendre 함수를 사용하는데 이 함수는 구간(-1, 1)에서 정의되는 함수이다. 이 조건을 만족시키기 위해 연직좌표를 σ 좌표계로 변환한다(Owen, 1980).

$$r=R, \theta=\Theta, \sigma=1-2(\zeta-Z)/(h+\zeta), t=T \quad (7)$$

따라서 새로운 좌표계에서의 운동방정식과 연속방정식은

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [(h+\zeta)ru] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} [(h+\zeta)v]$$

$$+ \frac{\partial w}{\partial \sigma} (h+\zeta) = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + v \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \theta} - \frac{u^2}{r} + w \frac{\partial u}{\partial \sigma}$$

$$- fv + g \frac{\partial \zeta}{\partial r} = \frac{4}{(h+\zeta)^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(A_v \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right) + E_{hu} \quad (9)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} - \frac{uv}{r} + w \frac{\partial v}{\partial \sigma} + fu$$

$$+ g \frac{1}{r} \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} = \frac{4}{(h+\zeta)^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(A_v \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right) + E_{hv} \quad (10)$$

(9), (10)식에서 w 는 새로운 좌표계에서 연직성분과 관련되어 정의된 것으로 다음과 같다.

$$w = \frac{1}{(h+\zeta)} \left[2W_z + (1-\sigma) \left(u \frac{\partial h}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial h}{\partial \theta} \right) \right]$$

$$- (1+\sigma) \left(\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} \right) \quad (11)$$

W_z 는 z -좌표계에서의 수직속도 성분이고, E_{hu}, E_{hv} 는 수평외동 확산항이다. 연속방정식을 각각 $[-1, 1]$ 과 $[-1, \sigma]$ 의 구간에서 적분하면 식 (12), (13)과 같다.

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [(h+\zeta)r \bar{u}] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} [(h+\zeta) \bar{v}] = 0 \quad (12)$$

$$w = \frac{-1}{(h+\zeta)} \left\{ \frac{\partial \zeta}{\partial t} (1+\sigma) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[(h+\zeta) \int_{-1}^{\sigma} ruds \right] \right.$$

$$\left. + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[(h+\zeta) \int_{-1}^{\sigma} vds \right] \right\} \quad (13)$$

새로운 좌표계에서 경계조건은

$$\frac{\partial u}{\partial \sigma} = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial \sigma} = 0, \quad w = 0 \quad \text{at } \sigma = 1$$

$$\frac{2A_v}{(h+\zeta)} \frac{\partial u}{\partial \sigma} = ku_b(u_b^2 + v_b^2)^{1/2}, \quad (14)$$

$$\frac{2A_v}{(h+\zeta)} \frac{\partial v}{\partial \sigma} = kv_b(u_b^2 + v_b^2)^{1/2} \quad \text{at } \sigma = -1$$

이다.

2.2 Galerkin Method의 적용

유속을 수평성분과 연직성분으로 변수 분리를 하면 다음과 같다.

$$u(r, \theta, \sigma, t) = U_\alpha(r, \theta, t) P_\alpha(\sigma)$$

$$v(r, \theta, \sigma, t) = V_\alpha(r, \theta, t) P_\alpha(\sigma) \quad (15)$$

식 (15)는 각 수평방향과 시간에 따라 변화하는 계수와 기저함수를 곱하여 α 에 대해 더한 것을 의미한다. 여기서 $P(\sigma)$ 는 기저함수이고 본 연구에선 Legendre 함수를 사용한다. 식 (15)와 같이 유속을 수평성분과 기저함수의 곱으로 확장할 때 발생할 수 있는 오차(truncation error)를 최소화 하기 위해 P_β 를 곱하여 σ -좌표계 상에서 전 수층영역인 (-1, 1)의 구간에서 적분한다. 이와 같은 방법으로 R-방향과 θ -방향의 운동방정식을 구할 수 있는데 최종적인 R-방향 운동방정식은 다음과 같다(Owen, 1980).

$$\begin{aligned}
 & C_{\beta\alpha}U_\alpha + \left(U_\alpha \frac{\partial U_\gamma}{\partial r} + V_\alpha \frac{\partial U_\gamma}{r\partial\theta} + \frac{U_\alpha U_\gamma}{r^2} \right) A_{\beta\alpha\gamma} \\
 & + U_\alpha (Z_i E_{\beta\alpha} + UV_\gamma F_{\beta\alpha\gamma}) - fC_{\beta\alpha}V_\alpha \\
 & + g \frac{\partial\zeta}{\partial r} Q_\beta = - \frac{ku_b(u_b^2 + v_b^2)^{1/2}}{(h+\zeta)} BP_\beta \\
 & - \frac{U_\alpha}{(h+\zeta)^2} W_{\beta\alpha} + E'_{hu} \quad (16)
 \end{aligned}$$

여기서 각 계수는 다음과 같이 정의된다.

$$\begin{aligned}
 UV_\gamma &= \frac{-1}{(h+\zeta)} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [(h+\zeta)rU_\gamma] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial\theta} [(h+\zeta)V_\gamma] \right\}, \\
 Z_i &= \frac{-1}{(h+\zeta)} \frac{\partial\zeta}{\partial t}, \\
 C_{\beta\alpha} &= \int_{-1}^1 P_\beta P_\alpha d\sigma, \quad A_{\beta\alpha\gamma} = \int_{-1}^1 P_\beta P_\alpha P_\gamma d\sigma, \\
 E_{\beta\alpha} &= \int_{-1}^1 P_\alpha P_\beta (1+\sigma) d\sigma, \\
 F_{\beta\alpha\gamma} &= \int_{-1}^1 P_\beta P_\alpha \int_{-1}^1 P_\gamma d\sigma' d\sigma, \\
 H_{\beta\alpha} &= a \int_{-1}^1 P_\beta \left[\int_{\sigma}^1 P_\alpha d\sigma' - (1-\sigma)P_\alpha \right] d\sigma, \\
 R_{\beta\alpha} &= a \int_{-1}^1 P_\beta \left[\int_{\sigma}^1 P_\alpha d\sigma' + (1+\sigma)P_\alpha \right] d\sigma, \\
 T_{\beta\alpha} &= a \int_{-1}^1 P_\beta \int_{\sigma}^1 P_\alpha d\sigma' d\sigma, \\
 BP_\beta &= 2P_\beta(-1), \quad Q_\beta = 2 \int_{-1}^1 P_\beta d\sigma, \\
 W_{\beta\alpha} &= 4 \int_{-1}^1 A_\alpha P_\beta P_\alpha' d\sigma. \quad (17)
 \end{aligned}$$

2.3 모델에서 사용한 각 계수값

비선형 해저 마찰계수(k)의 경우는 조석모델에서 많이 사용되는 0.0025를 사용했다. 연직 와동점성계수 (A_v)는 연직방향으로는 일정하고 수평적, 시간적으로 변하는 함수로 택했다(Heaps, 1972; Owen, 1979; Davies, 1990).

$$A_v = \frac{k}{c} (\bar{u}^2 + \bar{v}^2)^{1/2} \cdot (h+\zeta) \quad (18)$$

여기서 \bar{u} , \bar{v} 는 수심평균속도 c 는 상수이다. c 의 값은 보통 1에서 10까지 값을 사용한다(Heaps, 1972; Davies, 1990). 본 연구에서는 c 를 10으로 사용했다.

대부분 수평 와동점성계수(A_h)는 상수값을 사용하지만(Tee, 1976), 본 실험에서는 Lee(1988)와 같이 수심에 따라 변하는 값($A_h = A_l \cdot H$, $H = h + \zeta$)으로 주었다. 여기서 A_l 은 상수(reduced horizontal eddy coefficient)로서 Lee(1988)와 같이 134.0 cm/sec로 했다.

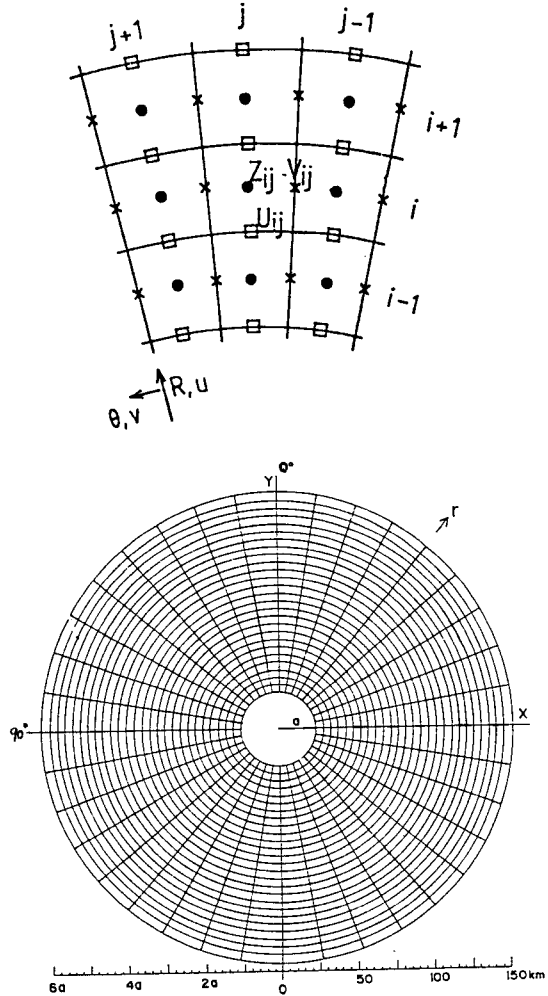


Fig. 1. Grid system and calculating position of U, V, ζ

격자체계는 Arakawa-C grid를 사용했다(Fig. 1). 격자간격은 반지름 방향(r)으로 5 km, 방위각 방향(θ)으로 10° 로 하였다. 이 경우 CFL(Courant-Friedrichs-Levy)조건을 만족하는 Δt 는 130초가 된다. 3차원 수치 모델의 경우 계산의 안정도는 CFL조건을 만족하는 것외에 연직방향으로 Δt 를 제약하는 다른 조건이 추가되는데 스펙트럴 모델의 경우 그 조건은 다음과 같다(Gordon, 1982).

$$\Delta t \leq \frac{2D^2}{A_v} \cdot \left(\frac{C_\alpha}{W_\alpha} \right) \quad (19)$$

여기서,

D : 전체 수층의 깊이(=h+ζ)

A_v : 연직 와동점성계수

$$C_a = \int_{-1}^1 P_a^2 d\sigma$$

$$W_a = 4 \int_{-1}^1 (1 - \sigma^2) P_a^2 d\sigma$$

식 (19)에 의하면 스펙트랄 모델에서 Δt는 연직와동 점성계수가 클수록 깊이가 얕아 질수록 작아져야 한다. 수심의 변화를 고려하여 본 연구에서는 Δt를 31.05초로 하였다.

3. 모델검증을 위한 해석해와 수치해의 비교

모델결과의 신뢰도를 검증하고 본 모델에서 사용되는 각 계수값의 타당성을 검토하기 위하여 해석해가 존재하는 임의의 물리적 운동을 수치모델로 재현하여

$$M = \frac{a^2}{r[(\tau^2 - \omega^2 + f^2)^2 + (2\tau\omega)^2]}$$

$$S1 = 4\alpha f^2 \tau \omega + \beta[f^4 - (\tau^2 + \omega^2)^2]$$

$$S2 = 2[\alpha\omega f(\tau^2 + \omega^2 - f^2) + \beta\tau f(\tau^2 + f^2 + \omega^2)]$$

$$S3 = 4\beta f^2 \tau \omega - \alpha[f^4 - (\tau^2 + \omega^2)^2]$$

$$S4 = 2[\beta\omega f(\tau^2 + \omega^2 - f^2) - \alpha\tau f(\tau^2 + f^2 + \omega^2)]$$

$$\alpha = - \left[\frac{\omega^2(\omega^2 + \tau^2 - f^2) + [\omega^4(\omega^2 + \tau^2 - f^2)^2 + \tau^2\omega^2(\omega^2 + \tau^2 + f^2)^2]^{1/2}}{2gh(\omega^2 + \tau^2)} \right]^{1/2}$$

$$-\beta = - \left[\frac{-\omega^2(\omega^2 + \tau^2 - f^2) + [\omega^4(\omega^2 + \tau^2 - f^2)^2 + \tau^2\omega^2(\omega^2 + \tau^2 + f^2)^2]^{1/2}}{2gh(\omega^2 + \tau^2)} \right]^{1/2} \quad (22)$$

실수부분을 진폭으로 허수부분을 위상으로 간주한 근사해를 구하면 다음과 같이 된다.

$$\zeta = [1 - \beta r \cos\theta + M(S1 \cos\theta + S2 \sin\theta)] \cos(\omega t + G1) \quad (23)$$

여기서

$$G1 = \alpha r \cos\theta + M(S3 \cos\theta + S4 \sin\theta) \quad (24)$$

이다. 이 해를 M₂ 조석파의 산란에 적용하였다(Fig. 2).

그 결과를 해석해와 비교하였다.

3.1 조석파 산란의 해석해

Longuet-Higgins(1970)는 작은 섬 주위에서 장주기파(inertial wave)의 산란에 대한 해를 구하였다. 작은 섬에 의해 산란되는 산란파의 파장이 입사파의 파장에 비해 매우 작다(입사파의 k가 작다)는 가정을 기초로 파동방정식을 Laplace방정식으로 근사하여 해를 구하였다.

$$\nabla^2 Z = 0 \quad (20)$$

Lee(1988)는 Longuet-Higgins(1970)의 방법을 따라 마찰을 고려한 조석파 산란에 대한 해석해를 다음과 같이 구하였다.

$$Z = 1 - \beta r \cos\theta + M(A1 \cos\theta + S2 \sin\theta) + i[\alpha r \cos\theta + M(S3 \cos\theta + S4 \sin\theta)] \quad (21)$$

이다. 여기서,

조건은 Lee(1988)의 경우와 같이 파의 진동수(ω)를 1.40519×10⁻⁴ S⁻¹, 깊이 75 m, 섬의 반경을 25 km, 위도는 33°20' N로 했다.

3.2 조석파 산란에 대한 수치해

수치모델 수행시 해저 마찰계수와 연직와동 점성 계수는 2.3절에서 설명한 것과 같다. 수치해의 안정도를 측정하기 위해 매주기마다 계산영역에서의 위치에너지와 운동에너지를 계산하였다.

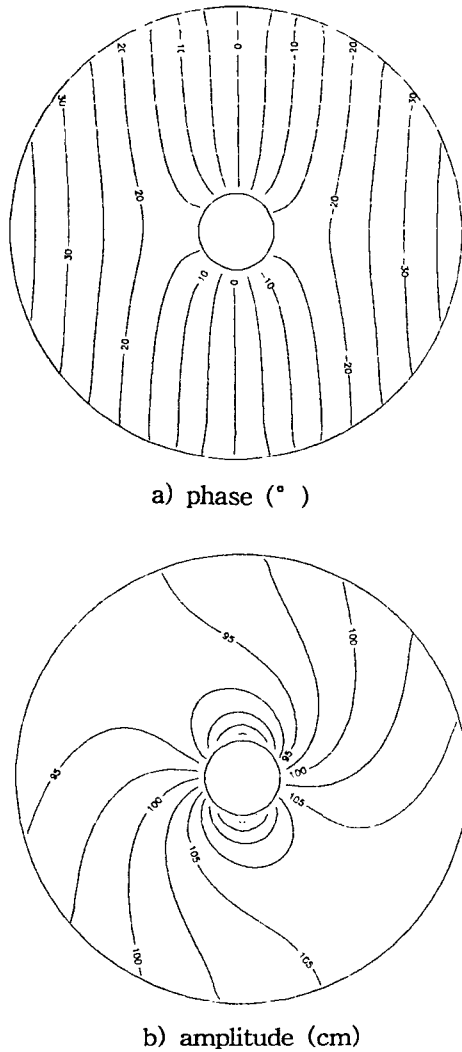


Fig. 2. Approximated analytic solution of tidal scattering.

$$K.E. = \frac{1}{2N_t} \sum_{k=1}^{N_t} \sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_\theta} (U_{i,j,k}^2 + V_{i,j,k}^2) \quad (25)$$

$$P.E. = \frac{g}{N_t} \sum_{k=1}^{N_t} \sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_\theta} \zeta_{i,j,k}^2 \quad (26)$$

여기서 N_t 는 M_2 분조의 한주기에 해당하는 시간이고, N_r, N_θ 는 각각 R, θ 방향의 계산 격자수이다. 그 결과 비선형 해저마찰력을 적용한 경우 26주기가 지난 후 에너지가 보존됨을 알 수 있다(Fig. 3). 이 결과에 근거하여 이 실험에서의 수치해는 29주기 수행 이후의

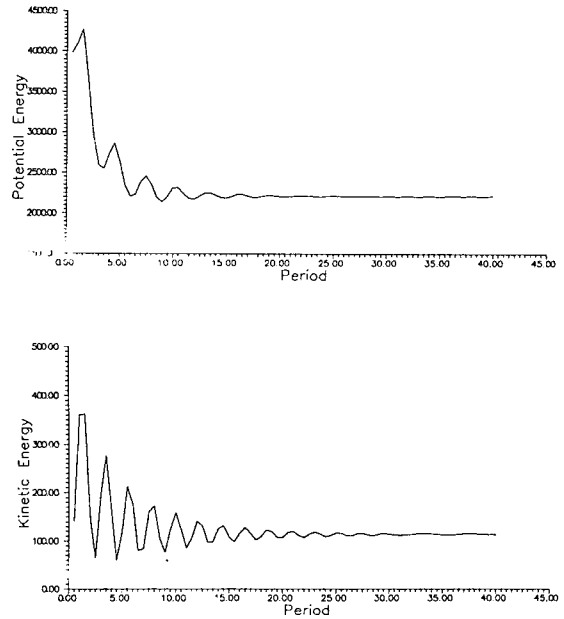


Fig. 3. Variation of potential energy and kinetic energy for 40 periods.

것이다. 한주기 동안의 해면 변동에 대해 Fourier 분석을 수행하여 위상과 진폭을 구하였다(Fig. 4). 그 결과 수치해와 근사해의 차이는 진폭의 경우 최대 3.5 cm이고 위상은 최대 2.5° 정도였다.

위상과 진폭의 최대 오차는 섬 경계주변에 위치하였고 그 크기는 Fig. 5에서 나타났다. 이처럼 섬 주변에서 발생하는 오차는 직교 좌표계가 아닌 불규칙한 격자를 사용하는 경우 발생하는 오차로 생각된다 (Roache, 1972).

결론적으로 3차원 수치실험의 결과와 근사 해석해를 비교한 결과 크기에 있어 약간의 차이를 나타낼 뿐 전체적인 양상에서는 유사한 결과를 나타냈다. 이 결과를 근거로 본 연구에서 사용하는 3차원 수치모델이 현상을 비교적 잘 재현하는 것으로 판단되며 또한 이 실험에서 사용한 해저 마찰계수와 연직 와동점성계수가 비교적 적절한 것임을 알 수 있다.

4. 조석 잔차류에 대한 수치실험

조석 잔차류의 발생요인에 관한 기존의 연구결과는 크게 두 가지로 요약된다. 즉, 해저지형의 변화에 따라 해저 마찰력 작용의 효과가 변화하고 이것이 조류를

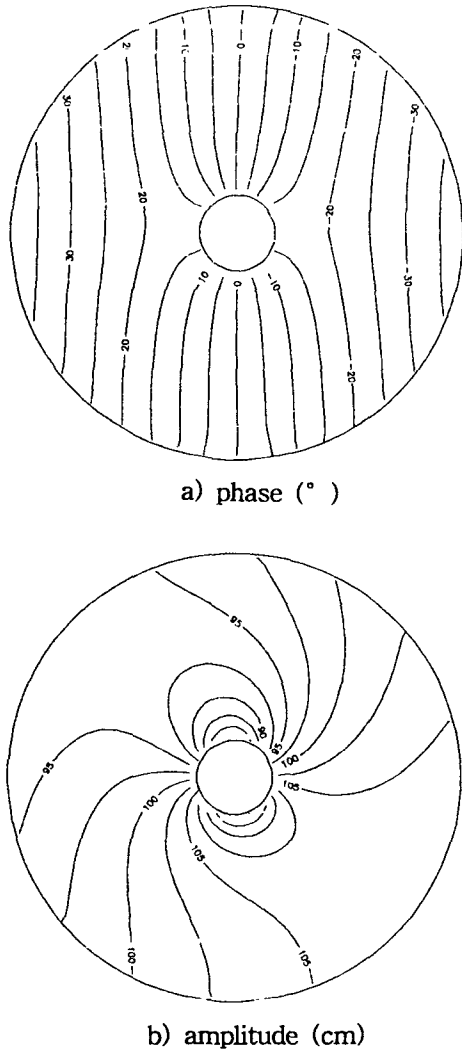


Fig. 4. Numerical solution of tidal scattering.

변형(topographic rectification)시켜 잔차류를 생성한다는 주장과 해안지형(lateral boundaries)의 형태가 조석 잔차류를 형성하는데 중요한 역할을 한다는 주장이다(Lee, 1988).

본 연구에서는 조석 잔차류의 3차원적 구조 특성을 규명하기 위하여 본 연구에서 개발한 스펙트랄 모델을 이용하여 위의 두가지 기본 요인의 효과를 포함 시켜가는 과정으로 수치실험을 수행하였다(Table 1).

본 연구에서 구한 조석 잔차류는 각 격자점에서 한 주기동안의 조류를 시간평균하여 구하는 Eulerian 잔차류로 계산됐다. 즉,

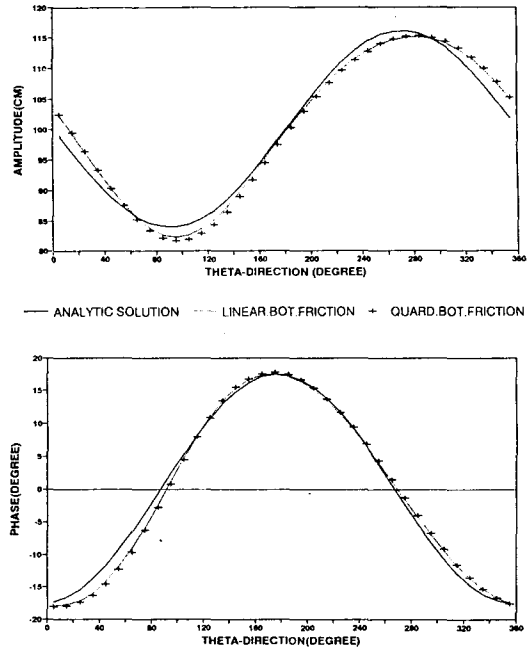


Fig. 5. Difference between approximated solution and numerical solution at first grid around islands. (r=1.1*a, a=25 km)

Table 1. Conditions of experiment 1, 2, 3

실험조건	
실험 1	이류항, 수평혼합항 무시, 수심일정
실험 2	이류항, 수평혼합항 포함, 수심일정
실험 3	이류항, 수평혼합항 포함, 수심변화

$$\bar{U} = \frac{1}{T} \int_0^T U(x, y, \sigma, t) dt \quad (27)$$

이고 여기서 T는 조석주기이다. 그리고 각 임의 격자점을 선정하여 수평속도의 연직분포를 구했다(Fig. 6). 개방경계면에서 앞서 구한 조석과 산란에 대한 해석해의 값을 이용하여 조석의 진폭과 위상자료(Fig. 2)를 입력하였다.

4.1 실험 1

실험 1에서는 지형적 효과와 비선형 효과를 제외한 조건에서 3차원 수치실험을 수행하기 위해 전 영역의 수심을 75 m로 일정하게 주고 이류항을 계산하지 않았다. 격자는 반지름 방향으로 5 km로 하고 방위각 방향으로는 10°의 간격으로 구성했다(Fig. 1). 또한

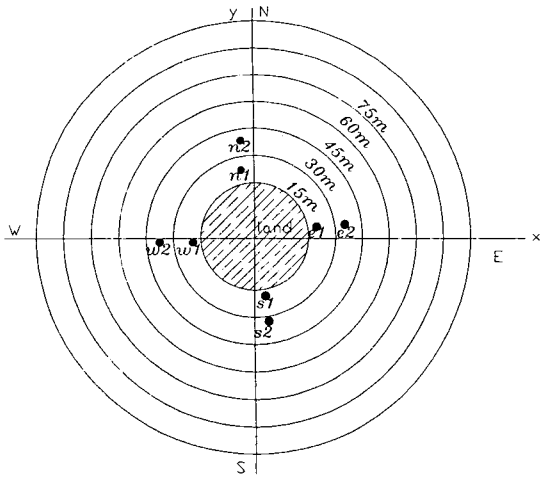


Fig. 6. Depth variation and position of vertical profiling of horizontal velocity.

경계조건과 해저마찰 계수 및 연직 와동점성계수는 앞서 제시한 것과 같다.

그 결과 잔차류는 표층에서는 최대 약 1 cm/sec의 크기를 가지며 깊이가 깊어짐에 따라 약간 감소하는 형태를 나타냈으나 전체적으로 잔차류가 뚜렷하게 나타나지 않았다(Fig. 7). 이 결과는 앞서 언급한 기존의 조석 잔차류 발생의 요인에 대한 해석과 일치되는 결과이다.

4.2 실험 2

실험 2에서는 실험 1과 같이 수심은 일정하게 75 m로 한 반면 이류항을 포함한 조석 잔차류를 계산하여 비선형 효과에 대해 검토했다. 그 결과 잔차류는 육지경계 격자에서 최대 약 4 cm/sec로 표층에서 나

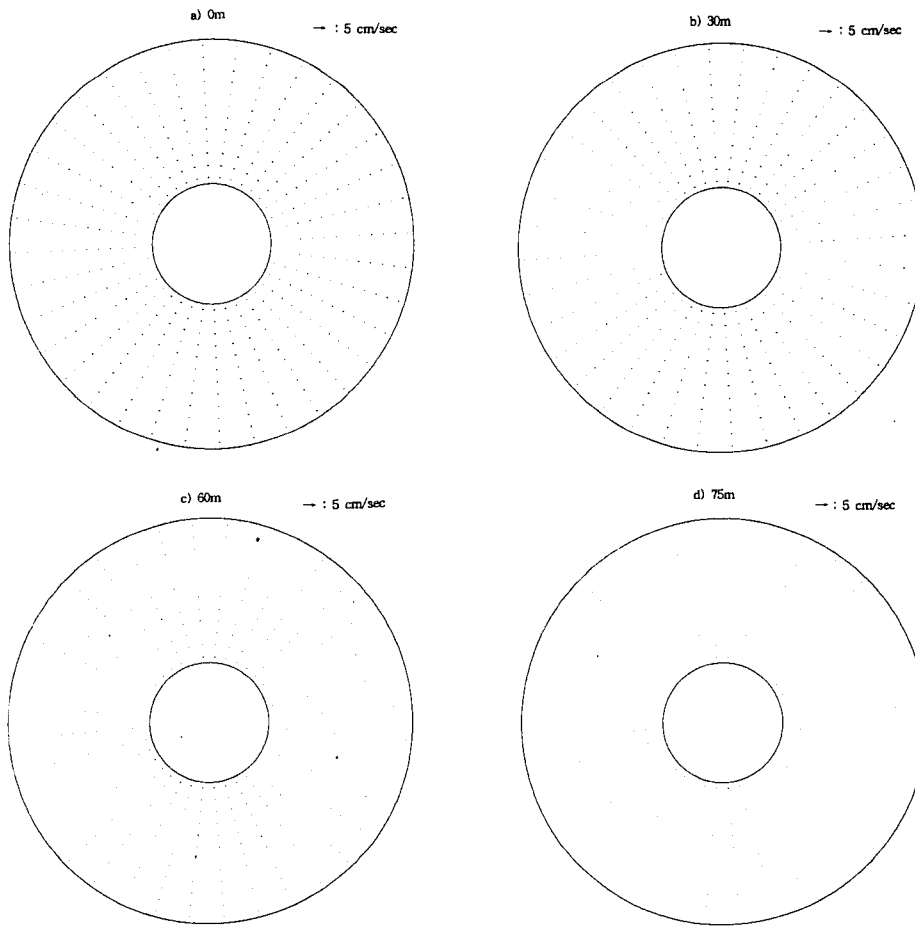


Fig. 7. Tide-induced residual currents of Experiment 1.

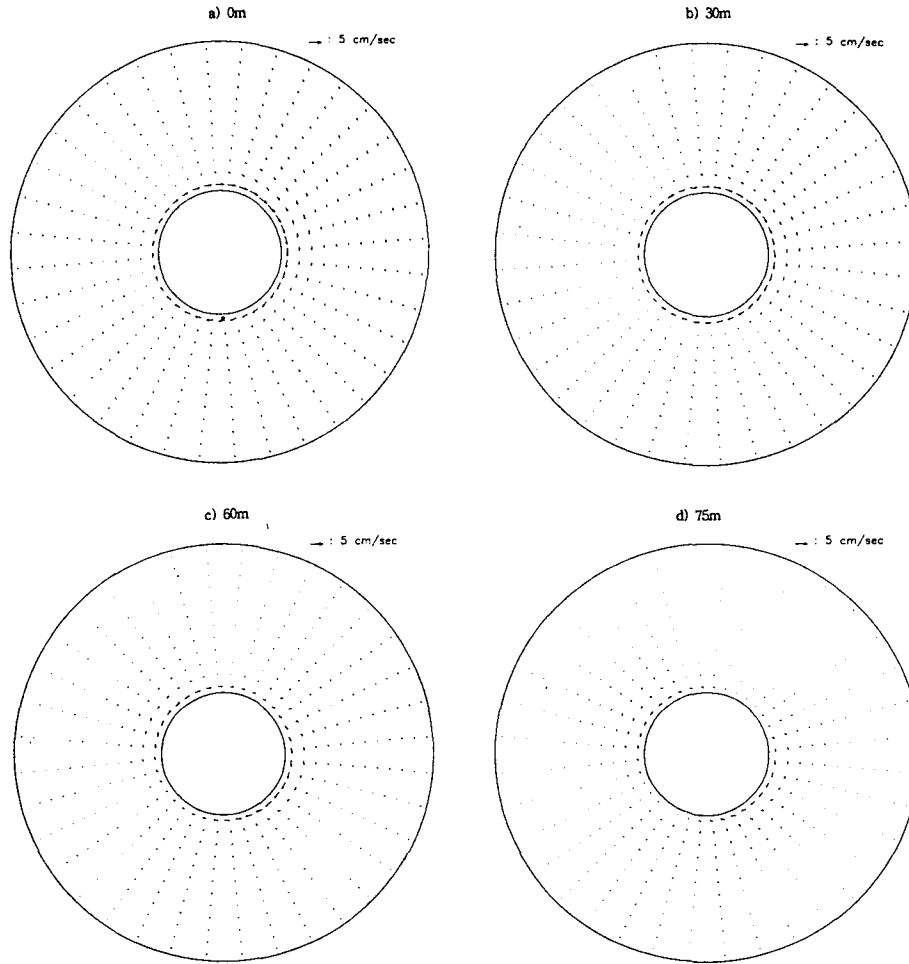


Fig. 8. Tide-induced residual currents of Experiment 2.

타나고 깊이가 깊어짐에 따라 크기가 감소하는 결과를 나타냈다. 또한 그 인접한 격자에서는 속도가 크게 감소하여 전체적으로 시계방향의 잔차류가 육지경계 인접격자에만 존재하는 결과를 나타냈다.

이러한 결과는 본 연구에서 사용하는 육지경계 조건, 즉 2.1절에서 제시한 바와 같이 u, v -속도 성분을 경계면에서 0으로 고정하는 경계조건에 의해 발생하는 것으로 추정된다. 이러한 경계조건하에서는 육지경계 격자에서 유속의 수평방향으로의 전단력이 크게 나타나고 그에 따라 이류항의 효과가 커지게 된다. 따라서 육지경계 주위에 나타나는 조석 잔차류는 이러한 조건에 의한 비선형항의 효과에 의해 나타나는 것으로 사료된다.

4.3 실험 3

실험 3에서는 조석 잔차류 발생의 주요 요인으로 제시되는 지형 효과와 비선형 효과를 모두 고려한 조석 잔차류의 분포특성을 검토했다. 수심 변화는 최소수심 15 m에서 최대수심 75 m까지 매 격자(5 km)마다 15 m씩 증가시키는 형태로 설정했다(Fig. 6).

깊이에 따른 조석 잔차류의 변화 특성을 검토하기 위해 실험 1과 실험 2에서와 같이 0 m, 30 m, 60 m, 75 m 수심에서 유속을 구했다(Fig. 9). 그 결과 0 m에서 유속이 가장 크고 그 크기는 최대 약 10 cm/sec 정도이며 깊이가 증가할 수록 유속의 크기는 감소했다. 또 전체적인 시계방향의 순환은 깊이에 상관없이 나타났고 북쪽과 남쪽에서는 깊이가 증가할 수록 그

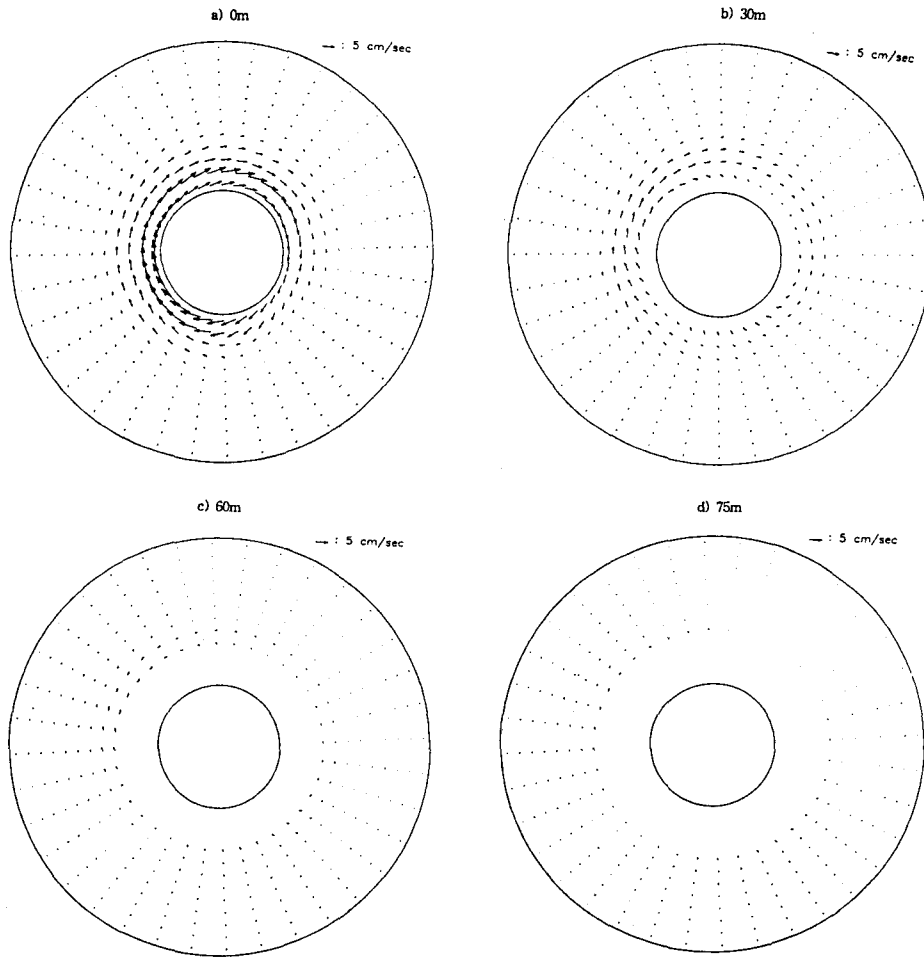


Fig. 9. Tide-induced residual currents of Experiment 3.

방향이 오른쪽으로 약간씩 변했다. 또한 Fig. 6에서 나타낸 각 격자점에서의 수평속도성분의 연직 분포를 구한 결과(Fig. 10) 전체적인 시계방향의 잔차류 순환에서 예상할 수 있듯이 v 값이 u 값보다 더 크게 나타났다. 또 수심 15 m 지역에서 조석 잔차류의 반지름 방향속도성분(u)의 연직분포가 해류의 상, 하층 방향이 바뀌는 양태이고 섬 주변의 남쪽과 북쪽, 동쪽과 서쪽의 잔차류의 연직분포가 각각 일치하는 형태를 나타냈다. 수심 30 m 지역에서 이러한 특징은 더욱 뚜렷하게 나타났다. 물론 15 m와 30 m에서의 u 속도의 차이는 육지 경계조건에 기인하는 결과로 추정된다.

실험 3의 결과와 실험 1, 실험 2의 결과를 비교할 때 조석 잔차류는 그 크기에 있어 약 3~10배 정도의

차이가 나타났지만 전체적인 시계방향 순환은 실험 1을 제외하고는 뚜렷하게 나타나 Pingree & Maddock(1985)의 2차원 수치실험 결과와 일치했다.

5. 결 론

본 연구에서는 Legendre 다항식을 기저함수로 사용한 스펙트랄 모델을 개발 원형 섬 주변에서 발생하는 조석 잔차류의 수평구조 및 연직구조를 검토하는데 적용했다.

먼저 조석과 산란에 대한 해석해와 본 연구에서 개발한 스펙트랄 모델의 수치를 비교한 결과 전체적으로 유사한 양상을 나타냈다. 크기에 있어 진폭의

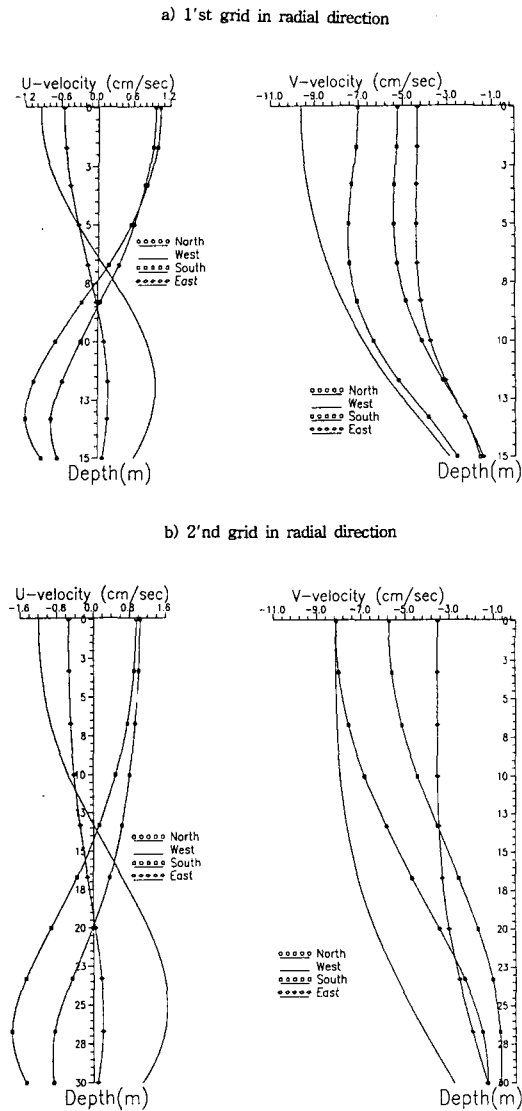


Fig. 10. Vertical profile of horizontal velocity (Exp. 3).
 (n1=north, w1=west, s1=south, e1=east)
 a) 1'st grid in radial direction
 b) 2'nd grid in radial direction
 (n2=north, w2=west, s2=south, e2=east)

경우 약 3.5 cm, 위상은 약 2.5° 정도의 차이를 나타냈다. 이 결과로 본 연구에서 사용한 3차원 스펙트랄 모델이 실제 물리 현상의 적용 가능한 것으로 생각된다.

다음으로 지형효과와 이류항의 효과를 달리하여 조석 잔차류를 재현하는 데 본 모델을 적용했다. 그 결과 이 효과들의 포함 여부에 따라 잔차류의 크기는

약 3~10배까지의 차이를 나타냈다. 수심변화와 비선형항을 모두 고려한 실험 3의 경우 표층에서는 약 10 cm/sec의 조석 잔차류가 나타나는 반면 해저면 근처에서는 약 1 cm/sec로 그 크기가 감소했다. 깊이에 따른 조석 잔차류 분포는 전체적으로 깊이가 깊어질수록 속도가 감소하고 방향이 약간 변하는 결과를 나타냈다. 또한 조석 잔차류의 수평속도 성분을 임의의 격자점에서 연직방향으로 연속적인 분포를 구한 결과, 수평속도의 연직구조가 대수함수적인 분포를 나타냈다.

참고문헌

소재귀, 1992. 취송류 재현을 위한 3차원 스펙트랄 모델 개발, 인하대학교 석사학위논문.

Davies, A.M. and Owen, A., 1979. Three dimensional numerical sea model using the Galerkin method with a polynomial basis set, *Appl. Math. Modelling*, 1979, 3, pp. 421-428.

Davies, A.M. 1980. Application of the Galerkin method to the formulation of a three-dimensional nonlinear hydrodynamic numerical sea model, *Appl. Math. Modelling*, 4, pp. 245-256.

Davies, A.M., 1983. Formulation of a linear three-dimensional hydrodynamic sea model, using a Galerkin-eigen function method, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, 3, pp 33-60.

Davies, A.M., 1990. On the importance of time varying eddy viscosity in generating higher tidal harmonics, *J. Geophys. Res.*, 95, pp. 287-29, 312.

Feng, S., 1986. A three-dimensional weakly nonlinear model of tide-induced Lagrangian residual current and mass-transport, with an application to the Bohai sea, *Three-Dimensional Models of Marine & Estuarine Dynamics*, Ed. by J.C.J. Nihoul and B.M. Jamart, pp. 471-488.

Gordon, R.B., 1982. Wind driven circulation in Narragansett Bay, University of Rhode Island, Ph.D. Dissertation.

Greenberg, D.A., 1983. Modelling the mean barotropic circulation in the Bay of Fundy and Gulf of Maine, *J. Phys. Oceanogr.*, 13, pp. 886-904.

Heaps, N.S., 1972. On the numerical solution of the three-dimensional hydrodynamical equations for tides and storm surges, *Memories Societe Royale des Sciences de Liege*, 6 Serie, Tome II, pp. 143-180.

Lee, S.H., 1988. Scattering of tidal waves and residual currents around an island on the shelf sea., Seoul National Univ., Ph.D. Dissertation.

Longuet-Higgins, M.S., 1970. Steady currents induced by oscillations round islands. *J. Fluid Mech.*, 42, pp. 701-720.

Owen. 1980. A three-dimensional model of the Bristol channel, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, pp. 1290-1302.

Pingree, R.D. and Maddock, L., 1985. Rotary currents and

- residual circulation around banks and islands. *Deep Sea Reserch.* **32**, pp. 929-947.
- Roache, P.J., 1972. *Computational fluid dynamics*. Hermosa publishers, 446.
- Tee, K.T. 1976. Tide-induced residual current, a 2-d nonlinear numerical tidal model. *J. Mar. Res.*, **34**, pp. 604-628.
- Tee, K.T. 1980. The structure of the three-dimensional tide-induced current. part II: residual currents. *J. Phys. Oceanogr.* **10**, pp. 2035-2057.
- Tee, K.T., 1985. Depth-dependent studies of tidally induced residual currents on the sides of Georges Bank., *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, pp. 1818-1846.