

點模型을 이용한 潮流와 吹送流의 非線形 相互作用  
A Study on Nonlinear Interaction of Tidal Current and  
Wind-Induced Current using a Point Model

이종찬\* · 정경태\*

Jong Chan Lee\* and Kyung Tae Jung\*

**요 지**: 조류와 취송류의 비선형 상호작용에 대한 연직확산계수의 영향을 점모형을 이용하여 살펴보았다.  $q^2-q^2l$  난류모형을 난류운동에너지의 생성과 감쇄가 균형을 이룬다는 가정하에 단순화한 0-방정식 난류모형을 도입하고 마찰수심의 영향을 적절히 반영하도록 수정하여 연직확산계수를 산정하였다. 0-방정식 난류모형의 유도 과정과 전향력 항이 포함됨으로써 공진이 발생될 수 있음을 제시하였다. 왕복성 수면경사력과 바람응력이 복합된 경우, 고려된 바람응력에 의한 조류 진폭의 변화는 무시할만한 크기였으나, 왕복성 수면경사력만에 의해서는 발생되지 않았던 2배조의 조류 성분이 파생되었다. 취송류의 연직구조는 조류에 의한 배경난류가 지배적인지의 여부에 따라 상당한 차이를 보였다. 따라서 황해와 같이 강한 조류가 존재하는 해역의 취송순환을 파악함에 있어 조류에 의한 배경난류를 무시할 경우는 실제와는 상당히 다른 결과가 나타날 수 있다.

**Abstract** □ The influence of vertical eddy viscosity to the nonlinear interaction of tidal current and wind-induced current is examined using a point model. A zero-equation turbulence model is derived by simplifying the  $q^2-q^2l$  turbulence model under the assumption that the generation of turbulence kinetic energy is balanced with its dissipation and is further modified to include the depth of frictional influence properly. The zero-equation turbulence model is derived and the possibility of resonance in the presence of Coriolis effect is suggested. The amplitudes of tidal currents remain the same regardless of the applied wind stress, but the overtide component is generated due to the nonlinear interaction of tidal current and wind-induced current. Significant changes in the vertical profile of wind-induced currents can occur according to tide-induced background turbulence. The turbulence model can give rise to misleading results when applied to the wind-driven circulation in the tide-dominated sea such as Yellow Sea unless the tide-induced background turbulence is adequately included in the parameterization of vertical eddy viscosity.

## 1. 서 론

무한 수심의 외해역에 대한 취송류 연직구조 모형으로서 정상류 Ekman(1905) 점모형(point model)이 제시된 이후, 취송류의 연직분포 결정에 대한 많은 연구가 수행되었다. Welander(1957)는 no-slip 조건을 도입하여 Ekman 모형을 유한 수심의 경우로 확장하였고, 이후 연직확산계수의 연직구조를 달리하는 모형이 다양하게 제시되었다(Thomas, 1975; Witten과 Thomas, 1976; Madsen, 1977; Jordan과 Baker, 1980; Baker와

Jordan, 1980). 점모형은 외력(수면경사 또는 바람응력)이 주어진 경우에 대해 유속의 연직구조를 파악하는 유용한 방법으로 활용될 수 있으며, 연속방정식과 연계되지 않은 운동방정식을 해석한다. 특히 외력과 적절한 연직확산계수의 함수형이 함께 주어진 경우에는 유속의 연직구조를 해석적으로 구할 수 있다(Lynch와 Officer, 1987).

Davies와 Lawrence(1994)는 점모형에 수심평균된 유속에 비례하는 연직확산계수, 즉 시간에 따라 변하거나 연직적으로 일정한 연직확산계수를 적용하여 조류

\*한국해양연구소 연안공학부 (Coastal Engineering Division, Korea Ocean Research and Development Institute, Ansan P.O. Box 29, Seoul 425-600, Korea)

와 취송류의 비선형 상호작용을 살펴보았다. 이들의 연구를 제외하면 조류와 취송류의 비선형 상호작용에 대한 연구는 거의 찾아보기 어려우며, 이들의 연구도 전향력이 무시된 (x-z) 2차원 모형으로 해양의 취송류 연직구조를 묘사하기에는 불충분하다고 판단된다.

본 연구에서는 Mellor와 Yamada(1982)의  $q^2-q^3$  난류모형을 난류운동에너지의 생성과 감쇠가 균형을 이룬다는 가정하에 단순화한 0-방정식 난류모형을 도입하여 조류와 취송류의 비선형 상호작용을 전향력을 고려한 점모형을 이용하여 살펴보았다. 유속의 연직구조 파악에 앞서, 유속의 연직구조를 무시한 점모형을 이용하여 전향력이 무시된 경우와 고려된 경우에 대한 점모형 방정식의 차이점을 살펴보았다. 외력으로  $S_2$  조석 주기에 해당하는 왕복성 수면경사력과 황해의 겨울철 바람장을 단순화한 정상균일풍에 의한 바람응력(북서풍의  $0.16 \text{ N/m}^2$ )을 부여하여, 각각에 대한 유속의 연직구조와 수면경사력과 바람응력이 복합된 경우의 유속구조를 살펴보았다. 또한 동일한 외력이 주어진 경우, 수심에 따른 유속의 연직구조 및 연직확산계수의 연직구조 변화를 파악하기 위하여 수심을 10 m와 100 m로 변화시켜 수치 실험하였으며, 사용된 0-방정식 난류모형은 마찰수심의 영향을 적절히 반영하도록 혼합거리 (또는 특성길이)를 조정하였다.

## 2. 기본방정식

### 2.1 점모형의 기본방정식

정수압 조건 및 등해수 밀도를 가정하면, 비선형 이류항 및 수평확산항을 무시한 운동방정식은  $\sigma(=z/h)$  좌표계로 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{1}{h^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} (K_M \frac{\partial u}{\partial \sigma}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{1}{h^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} (K_M \frac{\partial v}{\partial \sigma}) \quad (2)$$

여기서  $x, y, z$ 는 직교좌표계의 축으로  $x, y$ 는 각각 동향과 북향을 양으로 하는 수평축이며,  $z$ 는 상층 방향을 양으로 하는 연직축,  $h$ 는 수심,  $t$ 는 시간,  $u, v$ 는 유속의  $x, y$ 성분,  $f$ 는 전향력 계수(Coriolis parameter),  $g$ 는 중력가속도,  $K_M$ 은 연직확산계수(coefficient of vertical eddy viscosity)이다.

편의상 수면경사항을 식 (3)과 같이 정의한다.

$$g \left\{ \frac{\partial \zeta}{\partial x}, \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right\} = \omega \cdot \{u_r \cos(\omega t - g_u), v_r \cos(\omega t - g_v)\} \quad (3)$$

여기서  $\omega$ 는 각주파수( $=2\pi/T$ ),  $(u_r, v_r)$ 는 전향력 부재시의 비점성 유체 조건하에서 계산된 조류의 진폭,  $(g_u, g_v)$ 는 지각을 나타낸다.

식 (3)을 식 (1), 식 (2)에 대입하면, 다음과 같은 운동방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -u_r \omega \cos(\omega t - g_u) + \frac{1}{h^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} (K_M \frac{\partial u}{\partial \sigma}) \quad (4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -v_r \omega \cos(\omega t - g_v) + \frac{1}{h^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} (K_M \frac{\partial v}{\partial \sigma}) \quad (5)$$

해수면 ( $\sigma=0$ )과 해저면 ( $\sigma=-1$ )에서의 경계조건은 각각 다음과 같다.

$$\rho \frac{K_M}{h} \left( \frac{\partial u}{\partial \sigma}, \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right) = (\tau_x^0, \tau_y^0) \quad \text{at } \sigma=0 \quad (6)$$

$$\rho \frac{K_M}{h} \left( \frac{\partial u}{\partial \sigma}, \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right) = (\tau_x^b, \tau_y^b) = \rho k_f (u_b, v_b) \quad \text{at } \sigma=-1 \quad (7)$$

여기서  $\rho$ 는 해수밀도( $=1,025 \text{ kg/m}^3$ ),  $\tau_x^0, \tau_y^0$ 는 바람응력의  $x, y$ 성분,  $\tau_x^b, \tau_y^b$ 는 저면마찰응력의  $x, y$ 성분,  $u_b, v_b$ 는 저면 근처의 유속,  $k_f$ 는 속도 차원의 저면마찰계수이다.

### 2.2 마찰수심을 고려한 0-방정식 난류모형

유속의 연직구조를 무시한 수심적분된 경우는, 부록 A에서 살펴본 바와 같이, 유속의 크기를 결정하는데 해저면의 마찰응력을 어떻게 정의하느냐가 중요하나, 유속의 크기뿐만 아니라 연직구조를 고려할 경우에는 저면 마찰응력뿐만 아니라 연직확산계수  $K_M$ 을 어떻게 산정하는가 하는 문제도 매우 중요하다. 본 연구에서 사용된 0-방정식 난류모형은 식 (8), 식 (9)와 같으며, 이들 식은 Mellor와 Yamada(1980)의 2-방정식 난류모형으로부터 난류운동에너지의 생성과 감쇠가 균형을 이룬다는 가정으로부터 유도될 수 있다(유도과정은 부록 B 참고).

$$K_M = \frac{l^2}{h} \sqrt{\left( \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)^2} \quad (8)$$

$$l = 0.3 |\sigma| (1 - |\sigma|) h \quad (9)$$

실험실 관측치와  $q^2$ - $q^1$  난류모형의 결과를 비교한 바에 의하면, 등수심의 경우  $q^2$ - $q^1$  난류모형에 의한 특성길이  $l$ 의 연직분포는 식 (9)와 거의 같음을 보인 바 있다(이와 최, 1995). 그러나 특성길이  $l$ 을 식 (9)와 같이 정의하고 실제의 해양에 적용할 경우는 다음과 같은 마찰수심(depth of frictional influence)을 적절히 재현하기 어려운 점이 있다. 마찰수심  $d$ 는 연직확산계수의 연직구조와 관계없이 외력(전단응력)에 따라 취송류의 경우는 식 (10a), 조류의 경우는 식 (10b)과 같이 산정할 수 있다(Davies, 1987).

$$d = x u_{s*} / f \approx x u_{s*} / \sigma_s \quad (10a)$$

$$d = c u_{b*} / \sigma_s \approx x u_{b*} / \sigma_s \quad (10b)$$

여기서  $x = 0.4$ ,  $u_{s*}$ ,  $u_{b*}$ 는 각각 해수면과 해저면의 마찰 속도( $=\sqrt{\tau/\rho}$ ),  $c$ 는 경험상수( $=0.3$ ),  $\sigma_s = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  (해양의 특정 주파수)이며, 본 연구에서는  $f$  대신  $\sigma_s$ 를 사용하였다.

식 (10)으로 산정된 마찰수심  $d$ 가 수심  $h$ 보다 작을 경우, 식 (9)를 사용하면 물리적으로 부합하지 않는 결과를 초래하기도 한다. 이런 경우 식 (9)의  $h$ 대신 식 (10)의  $d$ 를 사용하는 것이 보다 물리적으로 타당한 결과를 얻을 수 있다. 따라서 마찰수심을 고려하지 않은 특성길이에 대한 식 (9)를 식 (11a)로 표기하기로 하며, 시·공간적으로 변하는 마찰수심을 고려하기 위하여 다음과 같이 유속의 연직변화율을 사용하여 새로 정의된 특성길이를 사용하였다.

$$l_p = l_p h = 0.3 |\sigma| (1 - |\sigma|) h \quad (11a)$$

$$l = l_p \cdot \text{MIN}(C_L, 1.0) \quad (11b)$$

$$C_L = \frac{0.1x}{\sigma_s h} \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial \sigma}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial \sigma}\right)^2} \quad (11c)$$

여기서  $l_0$ 는 특성길이의 형태를 나타내며,  $l_p$ 는 마찰수심의 영향이 고려되지 않은 특성길이,  $C_L$ 은 마찰수심의 영향을 나타내는 무차원의 계수로 유속의 연직변화율과 관련되었다.

### 2.3 유속 및 연직확산계수의 비선형성

선형화된 방정식과 선형 마찰응력을 사용하였기 때문에, 본 연구에서 고려한 점모형에서는  $K_M$ 에 의해서

만 비선형성이 나타난다. 비선형성을 논하기 위하여 종속변수( $u$ ,  $v$ ,  $K_M$ )를 식 (12)와 같은 Fourier 분석을 통하여 진폭만을 비교하였다.

$$u(z, t) = u_0 + u_1 \cos(\alpha x - g_{u1}) + u_2 \cos(2\alpha x - g_{u2}) + \dots \quad (12a)$$

$$v(z, t) = v_0 + v_1 \cos(\alpha x - g_{v1}) + v_2 \cos(2\alpha x - g_{v2}) + \dots \quad (12b)$$

$$K_M(z, t) = K_{M0} + K_{M1} \cos(\alpha x - g_{k1}) + K_{M2} \cos(2\alpha x - g_{k2}) + \dots \quad (12c)$$

여기서 밀침자 0, 1, 2는 각각의 주파수( $0$ ,  $1\omega$ ,  $2\omega$ )를 표시하며,  $\gamma$ 는 각각에 대한 지각, 밀침자를 갖는  $u$ ,  $v$ ,  $K_M$ 은 밀침자로 표시된 주기(주파수)에 대한 진폭으로  $z$ 의 함수이다. 조류와 취송류의 비선형 상호작용에 대한 수치실험에 앞서, 식 (8)에 의한 연직확산계수  $K_M$ 은 어떠한 주기 성분이 나타날 것인지를 살펴보았다. 즉  $u = u_0 + u_1 \cos \omega t$ 라 가정한 후, 이를 식 (8)에 대입하면 식 (13)을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial u}{\partial \sigma}\right)^2 &= (\dot{u}_0 + \dot{u}_1 \cos \omega t)^2 \\ &= \dot{u}_0^2 + 2\dot{u}_0 \dot{u}_1 \cos \omega t + \dot{u}_1^2 (1 + \cos 2\omega t) / 2 \end{aligned} \quad (13)$$

여기서 over dot 는  $\partial/\partial \sigma$ 를 의미한다.

이론상으로는 조류만을 고려할 경우도  $K_M$ 은 식 (13)에서 살펴본 바와 같이 주기에 무관한 성분( $K_{M0}$ )과  $\cos 2\omega t$  성분( $K_{M2}$ )뿐만 아니라  $\omega$ 의 배조 성분도 파생되며, 또한 연직확산계수 진폭의 크기는 제곱근을 취하므로  $K_{M0}$ 가  $K_{M2}$ 보다 큼을 알 수 있다. 수치실험 결과에 의하면, 조류만에 의해서는  $u_0 \approx \dot{u}_0 \approx 0$ 으로 나타났으며, 또한  $\omega$ 주기에 대한 연직확산계수도 거의 0으로 나타나, 조류와 취송류가 복합된 경우에 파생된 연직확산계수의  $\cos \omega$  성분( $K_{M1}$ )은 취송류에 의한 효과라고 단순화하여 논의하였다.

### 3. 수치실험 및 결과

조류와 취송류가 복합된 경우의 유속과 연직확산계수의 연직분포를 수치실험을 통하여 살펴보았다. Coriolis 계수로 북위  $40^\circ\text{N}$ 에 해당하는 값을 사용하였으며, 조류의 주기  $T = 12 \text{ hour}$ , 조류의 진폭 ( $u$ ,  $v$ ) =

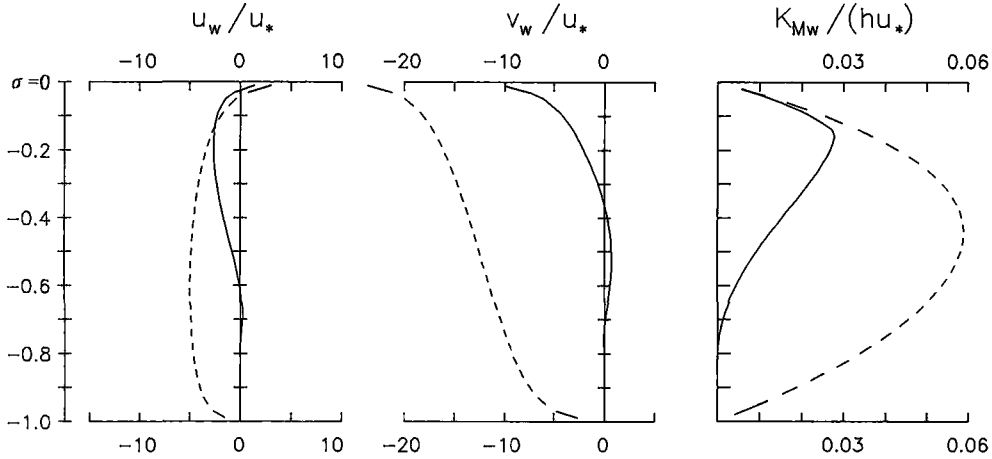


Fig. 1. Profiles of steady wind-driven currents and vertical eddy viscosity due to wind forcing only (Dashed lines:  $h=10$  m; solid lines:  $h=100$  m,  $u_* = 0.0125$  m/s).

(0.1, 0.5) m/s, 조류의 지각  $(g_w, g_v) = (0, 0)$ , 바람응력  $(\tau_x^w, \tau_y^w) = (0.113, -0.113)$  N/m<sup>2</sup>의 북서풍(이에 대한 표면마찰속도  $u_* = 0.0125$  m/s), 저면마찰계수  $k_f = 0.002$  m/s, 연직방향의 격자간격  $\Delta\sigma = 0.02$ , 계산시간간격  $\Delta t = 300$  s를 사용하여, 수심( $h$ )을 10 m와 100 m로 변화시킨 경우에 대하여 수치실험하였다. 사용된 0.16 N/m<sup>2</sup>의 북서풍은 근사적으로 황해·동중국해의 겨울철 바람응력에 해당한다.

모든 수치실험은 유속이 0인 초기 상태에서부터 계산하여 충분히 안정된 계산결과를 얻은 후, 이를 무차원 연직좌표( $\sigma = z/h$ )를 사용하여 도시하였다.

### 3.1 취송류 성분

양복성 수면경사력과 바람응력이 복합된 경우의 취송류 성분은 유속 성분을 조석주기에 대해 평균하여 얻었다. 논의되는 취송류(성분)에는 바람응력에 의한 해수위의 경사는 고려되지 않았다.

취송류의 크기는 주어진 표면마찰속도( $u_* = 0.0125$  m/s)를 사용하여 무차원화하였으며, 연직확산계수는 수심과 표면마찰속도를 사용하여 무차원화하였다. 검토된 사항은 취송류의 연직구조, 마찰수심 및 연직확산계수의 연직구조이다. 수심 10 m에 대한 결과는 점선으로, 수심 100 m에 대한 결과는 실선으로 무차원 수심에 대하여 도시하였다. 기호의 혼동을 피하기 위하여, 수면경사력과 바람응력이 동시에 부여된 경우에 대한 취송류 성분, 즉 0-frequency에 해당하는 성분은 밑첨자 0으로 표시하며, 바람응력만을 부여한 경우에

대한 취송류는 밑첨자  $w$ 를 사용하여 도시하였다.

#### 3.1.1 바람응력만을 고려한 경우

바람응력만을 고려한 경우에 대한 취송류의 연직구조는 Fig. 1과 같다. 바람응력의  $x, y$  성분이 같음에도 전향력의 영향으로  $u$  성분은  $v$  성분에 비하여 상당히 작게 나타났다. 특히 수면하 5% 이하에서의  $u$  성분은 주어진 바람과는 반대되는 유향을 보여, Davies와 Lawrence(1994)의 전향력을 무시한 유속구조(유속의 크기는 선형으로 감소하나 유향은 같은 유속구조를 보임)와는 상당한 차이가 있음을 알 수 있다. Davies와 Lawrence(1994)의 결과와는 사용된 연직확산계수에도 차이가 있으나, 부록 A에서 살펴본 바와 같이, 전향력의 포함 여부에 따라 다른 문제가 됨을 알 수 있다.

수심 10 m에 대한 유속구조로부터 바람응력의 효과는 수심 전체에 파급되었음을 알 수 있으며( $C_L \geq 1$ ), 이 경우 저면마찰의 영향도 상당함을 보이고 있다. 그러나 수심 100 m에 대해서는 수면하 70%까지만 유속의 나타났을 뿐, 70 m 이하의 수심에는 바람의 영향이 파급되지 못하였음( $C_L \leq 1$ )을 보이고 있다. 이러한 결과는 특성길이의 산정식에 마찰수심의 영향을 고려하였기 때문이며, 제안된 0-방정식 난류모형의 특징을 잘 나타내고 있다. 수심 10 m에 대한 표층, 중층, 저층 근처( $\sigma = -0.8$ )의 취송류( $u_w, v_w$ )는 각각 (3.8, -29.6), (-6.0, -15.8) 및 (-5.8, -11.6) cm/s로 표층 유향은 바람과 오른쪽(시계 방향)으로 약 40° 편향되었다. 수심 100 m에 대한 취송류는 (1.8, -12.5), (-1.1, 0.9) 및 (-0.0, -0.0) cm/s로 이 경우의 표층 유향은 시계 방향으로 약

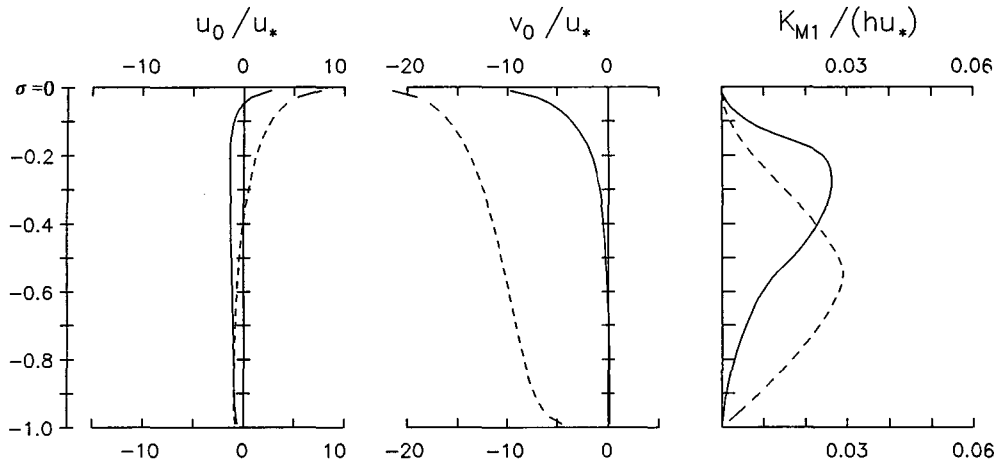


Fig. 2. Profiles of wind-driven current and vertical eddy viscosity due to tidal forcing and wind forcing (Dashed lines:  $h=10$  m; solid lines:  $h=100$  m,  $u_*=0.0125$  m/s).

25°C 편향되었다. 단위 길이 당의  $x$ ,  $y$ 방향 순체적수송량 (net volume transport)은 수심 10 m인 경우 (-0.47, -1.58)  $m^3/s$ 로 바람과는 시계 방향으로 61°C 편향되었으며, 수심 100 m인 경우는 (-1.18, -1.19)  $m^3/s$ 로 바람과는 시계 방향으로 90°C 편향되어 전형적인 Ekman transport임을 보이고 있다.

주어진 바람응력에 대한 마찰수심은 식 (10)으로부터 50 m임을 알 수 있다. 따라서 수심 10 m에 대한  $C_L$ 은 1.0 보다 클 것이며, 수심 100 m에 대한  $C_L$ 은 1.0 보다 작을 것을 예상할 수 있다. 이러한 특성은 연직확산계수의 연직구조에도 잘 나타나 있으며, 제시되지 않았으나 계산된 특성길이도 위의 특성을 반영하고 있다. 수심 10 m에 대한 연직확산계수의 연직구조(점선)는 연직축에 대하여 2차의 포물형으로 식 (9)의 형태임을 알 수 있다. 그러나  $C_L$ 이 1.0 보다 작은 수심 100 m에 대한 연직확산계수(실선)는 표층에 국한된 것을 보이고 있다. 수심이 마찰수심보다 작은 경우 ( $h=10$  m)는 중간 수심에서 연직확산계수의 최대값이 나타났으며, 수심이 마찰수심보다 큰 경우 ( $h=100$  m)는 식 (10)에 의한 마찰수심의 50%에서 (실제수심의 약 30%에서) 연직확산계수의 최대값이 나타났다. 계산된 결과는 식 (10)의 마찰수심보다는 깊은 수심까지 운동량이 전파됨을 보이고 있다.

### 3.1.2 수면경사력과 바람응력을 동시에 고려한 경우

수면경사력과 바람응력을 동시에 고려한 경우에 대한 취송류 성분의 연직구조는 Fig. 2와 같다. 수심 10 m에 대한 표층, 중층 및 저층근저( $\sigma = -0.8$ )의 취송류

성분( $u_0, v_0$ )은 (9.6, -26.9), (-0.5, -13.4) 및 (-1.2, -10.6)  $cm/s$ 로 바람응력만을 고려한 경우와는 상당히 다른 결과를 보이고 있다. 즉  $u$ 성분은 바람만을 고려한 경우에 비하여 약 5  $cm/s$ 의 크기로 동쪽으로 편향되었고,  $v$ 성분은 1~3  $cm/s$ 의 크기로 북쪽으로 편향되었음을 보이고 있다. 수심 100 m에 대한 취송류 성분의 크기는 (3.4, -12.1), (-1.5, -0.3) 및 (-1.3, 0.1)  $cm/s$ 로 바람만을 고려한 경우에는 거의 나타나지 않던 저면유속이 중간 수심의 크기와 비슷한 크기로 나타났다. 깊은 수심에도 취송류 성분이 나타난 것은 연직확산계수가 증가하여 표층의 바람응력이 보다 깊은 수심까지 전달된 것으로 판단된다.

순수 취송류 또는 조류만에 의해서는 생성되지 않았던  $K_{M1}$ (조석 주기에 대한 연직확산계수의 진폭)이 조류와 취송류의 복합 작용에 의하여 상당한 크기로 생성되었다. 수심 10 m인 경우의  $K_{M1}$ 은 바람만에 의한 연직확산계수(Fig. 1의 점선,  $K_{MW}$ )의 약 50% 정도의 크기를 보이고 있으며, 수심 100 m인 경우의  $K_{M1}$ 은 바람만에 의한 연직확산계수(Fig. 1의 실선,  $K_{MW}$ )와 거의 같은 크기를 보이고 있다.

### 3.2 조류 성분

조류의 진폭과 연직확산계수의 크기는 안정된 1조석 주기의 결과를 Fourier 분석하여 구하였다. 조류 성분은  $v$ 로 무차원화하였으며, 연직확산계수는 취송류의 경우와 비교하기 위하여 수심과 마찰속도를 사용하여 무차원화하였다.

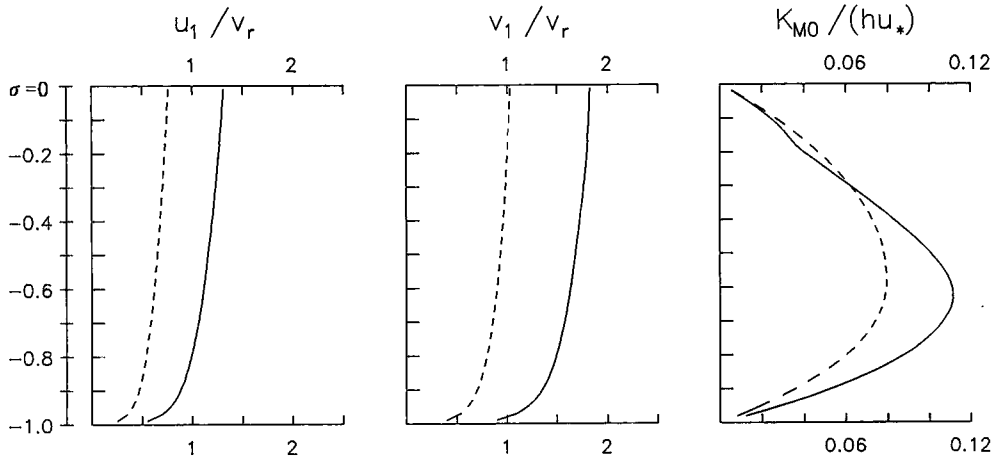


Fig. 3. Profiles of tidal current amplitude and vertical eddy viscosity due to tidal forcing only (Dashed lines:  $h=10$  m; solid lines:  $h=100$  m,  $u_*=0.0125$  m/s,  $v_*=0.5$  m/s).

조류만에 의한 연직확산계수는, 식 (13)에서 살펴본 바와 같이, 주기에 무관한 성분의 진폭( $K_{M0}$ )이 크기 때문에  $K_{M0}$ 만을 살펴보았다. 밑첨자 1은 주기 T에 대한 유속의 진폭이며, 밑첨자 0은 주기 T에 대해 시간 평균된 양을 의미한다. 수면경사력과 바람응력이 동시에 고려된 경우의 조류 성분과 구분하기 위하여 수면경사력만에 의한 조류는 밑첨자 1 대신 밑첨자 T를 사용하여 표기하였다.

### 3.2.1 수면 경사력만을 고려한 경우

바람응력은 무시하고 비교적 강한 조류에 해당하는  $(u_*, v_*)=(0.1, 0.5)$  m/s를 정의한 경우에 대한 결과는 Fig. 3과 같다. 조류의 연직구조에 앞서 식 (12), 식 (13)에 의한 수심평균된 유속을 살펴보았다. 수심평균된 점모형에 의한 저면마찰응력과 유속의 연직구조를 고려한 점모형에 의한 저면마찰응력이 근사적으로 같게 하기 위하여  $r=0.5 k/h$ 를 취하였다(즉 저면근처의 유속은 수심평균된 유속의 0.5배라고 가정하였다). 이 경우 식 (A5), 식 (A6)에 의해, 수심 10 m에 대해서는  $\bar{u}=0.58v_*$ ,  $\bar{v}=0.83v_*$ , 수심 100 m에 대해서는  $\bar{u}=1.14v_*$ ,  $\bar{v}=1.67v_*$ 를 얻을 수 있다.  $r$ 이  $f$ 보다 작은 경우, 수심평균된 유속의 크기에 대한  $r$ 값의 영향은 매우 미약하기 때문에, 수심 100 m에 대한 모형 결과의 수심 평균값은 해석해(식 (A5), (A6))와 거의 일치함을 보이고 있다.

수심 변화에 대한 조류 진폭( $u_1, v_1$ )의 연직구조를 살펴보면 다음과 같다. 수심 10 m에 대한 유속(점선)은

저면마찰응력의 영향이 수심 전체에 걸쳐 비교적 크게 작용하여 수심 100 m에 대한 유속(실선)에 비하여 상당히 작게 나타났다. 수심 10 m의 표층, 중층 및 저층 근처( $\sigma=-0.8$ )에 대한 조류의 진폭은 (41.0, 57.1), (32.9, 47.6) 및 (27.3, 40.4) cm/s, 수심 100 m에 대한 조류의 진폭은 (66.5, 93.3), (57.9, 84.1) 및 (49.9, 74.9) cm/s였다.

수심 10 m에 대한 저면유속의 진폭은 (12.7, 19.8) cm/s, 수심 100 m에 대한 저면유속의 진폭은 (27.5, 44.8) cm/s로 식 (7)과 식 (10)에 의한 마찰수심은 실제의 수심보다 크다. 어느 경우나 연직확산계수의 연직구조는 취송류의 경우와는 달리 수면하 60%에서 최대값을 보이고 있다. 수면 근처 연직확산계수가 작음에도 불구하고 표층 근처 유속의 연직변화율은 비교적 작게 나타나 조류의 경우는 표층 근처의 연직확산계수 형태보다 저면 근처 연직확산계수 형태가 중요할 것으로 판단된다. 0-방정식에 의해 계산된 연직확산계수의 연직분포를 무시하면 연직확산계수 값의 범위는 Davies와 Furnes(1980)가 제시한  $K_M=0.0025h|\bar{u}|$ 에 비하여 약 1/3의 크기임을 보이고 있다.

### 3.2.2 수면 경사력과 바람응력을 동시에 고려한 경우

조류와 취송류가 공존할 경우에 대한 조류 성분( $u_1, v_1$ )의 연직구조는 Fig. 4와 같다. 수심 10 m에 대한 표층, 중층 및 저층근처( $\sigma=-0.8$ )의 조류 진폭은 (38.0, 51.7), (32.7, 46.8) 및 (27.3, 40.3) cm/s로 표층의 조류 진폭은 조류만을 고려한 경우에 비하여 약 10% 정도

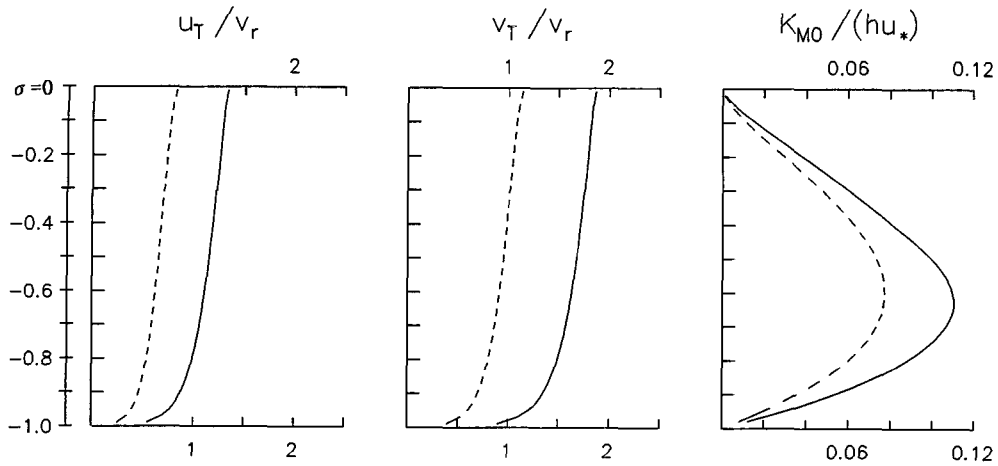


Fig. 4. Profiles of tidal current amplitude and vertical eddy viscosity due to tidal forcing and wind forcing (Dashed lines:  $h=10$  m; solid lines:  $h=100$  m,  $u_*=0.0125$  m/s,  $v_*=0.5$  m/s).

감소하였으나 전반적인 조류의 크기는 조류만을 고려한 경우와 거의 같았다. 수심 100 m에 대한 조류의 진폭은 (65.6, 91.3), (58.0, 84.3), 및 (50.0, 75.1) cm/s로 표층 조류의 진폭도 조류만을 고려한 경우에 비하여 약 1% 정도 감소하였을 뿐 바람에 의한 영향은 거의 나타나지 않았다.

그러나 조류만에 의해서는 발생되지 않았던 2배조 성분이 조류와 취송류가 공존할 경우에는 생성되었다. 식 (12)과 식 (13)에서 알 수 있는 바와 같이, 조석과 바람이 공존할 경우는 연직확산계수에  $\omega$  성분이 나타난다. 따라서 연직확산항에 의하여 2배조 성분이 파생됨을 유추할 수 있다. 수심 10 m의 표층, 중층 및 저층근처( $\sigma = -0.8$ )에 대한 2배조 성분 조류의 진폭은 (0.98, 1.77), (1.03, 1.21) 및 (0.84, 0.63) cm/s로 수심 전체에 걸쳐 비슷한 크기를 보였으나, 수심 100 m에 대한 2배조 성분 조류의 진폭은 (0.57, 0.40), (0.20, 0.16) 및 (0.24, 0.23) cm/s로 표층 근처에서 최대값을 보였다.

#### 4. 결론 및 토의

유속의 연직변화율과 관련짓는 0-방정식 난류모형으로 연직확산계수를 계산하고, 연직확산계수에 의한 조류와 취송류의 비선형 상호작용을 점모형을 이용하여 살펴보았다. 수치실험 결과를 요약하면 다음과 같다.

조류와 취송류가 공존할 경우, 수심 10 m인 경우의 조류 성분은 취송류 부재시의 유속과는 약간의 차이를

보였으나, 수심 100 m인 경우의 조류 성분은 취송류 부재시의 유속과 거의 차이를 보이지 않았다. 그러나 조류와 취송류가 공존할 경우의 취송류 성분은 바람만에 의한 취송류의 연직구조와는 상당한 차이를 보였다. 특히 강한 조류가 복합됨으로써 연직 확산이 활발해져 (연직확산계수가 증가하여) 바람의 영향은 수심 깊은 곳까지 파급되는 것으로 나타났다. 따라서 강한 조류가 존재하는 황해와 같은 해역의 취송순환을 파악함에 있어, 난류모형의 정확성이 입증된 경우라도 단순히 외력으로 바람만을 정의하고 이에 의한 난류 확산만을 고려할 경우는 실제와는 상당히 다른 결과가 나타날 수 있음을 알 수 있다.

조류 또는 취송류에 대한 각각의 연직확산계수의 연직구조와 이들이 공존할 경우에 대한 연직확산계수의 연직구조를 비교 검토한 바에 의하면, 제안된 0-방정식 난류모형에 의한 연직확산계수의 연직분포는 동일한 외력이 주어진 경우라도 수심에 따라 많은 차이가 있을 수 있음을 보이고 있다. 이와 함께, 제안된 0-방정식 난류모형 (또는 특성길이 산정식)은 단순하면서도 마찰수심의 영향을 비교적 타당하게 반영하여 그 적용 가능성이 높을 것으로 사료된다.

#### 謝 辭

本 研究는 韓國海洋研究所의 基本研究事業(BSPE 00551)의 研究費 支援에 의하여 遂行되었다.

참고문헌

이종찬, 최병호, 1994. 연직 와점성계수가 유속의 연직구조에 미치는 영향에 대한 연구: 연직 와점성계수가 주어진 경우, 한국해양학회지, **29(2)**: 119-131.

이종찬, 최병호, 1995. 동밀도 수로흐름에서의 난류모형 비교, 한국해양학회지, **30(1)**: 13-26.

Blumberg, A.F. and Mellor, G.L., 1987. A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model, (ed.) N.S. Heaps, AGU, 1-16.

Blumberg, A.F., Galperin, B. and O'Connor, D.J., 1992. Modelling vertical structure of open-channel flows, *J. Hydr. Eng.*, ASCE, **118(8)**: 1119-1134.

Davies, A.M. and Furnes, G.K., 1980. Observed and computed  $M_2$  tidal currents in the North Sea, *J. Phys. Oceanogr.*, **10**: 237-257.

Davies, A.M. and Lawrence, J., 1994. Modelling the non-linear interaction of wind and tide: Its influence on current profiles, *Int. J. Numer. Method in Fluids*, **18**: 163-188.

Ekman, W.V., 1905. On the influence of the earth's rotation on ocean currents, *Arkiv Mat. Astr. Fys.*, **2(11)**: 1-53.

Jordan, T.F. and Baker, J.R., 1980. Vertical structure of time-dependent flow dominated by friction in a well mixed fluid, *J. Phys. Oceanogr.*, **10**: 1091-1103.

Kreyszig, E., 1979. *Advanced engineering mathematics*, John Wiley & Sons. pp. 939.

Lynch, D.R. and Officer, C.B., 1985. Analytic test cases for three-dimensional hydrodynamic models, *Int. J. Numer. Methods in Fluids*, **5**: 529-543.

Madsen, O.S., 1977. A realistic model of the wind-induced Ekman boundary layer, *J. Phys. Oceanogr.*, **7**: 248-255.

Mellor, G. L. and Yamada, T., 1982. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys. and Space Phys.*, **20(4)**: 851-875.

Mofjeld, H.O. and Lavelle, J.W., 1984. Setting the length scale in a second-order closure model of the unstratified bottom boundary layer, *J. Phys. Oceanogr.*, **14**: 833-839.

Prandtl, L., 1925. Über die ausgebildete turbulenz, *ZAMM*, **5**.

Thomas, J.H., 1975. A theory of steady wind-driven currents in shallow water with variable eddy viscosity, *J. Phys. Oceanogr.*, **5**: 136-142.

Welander, P., 1957. Wind action on a shallow sea: Some generalizations of Ekman's theory, *Tellus*, **9**: 45-52.

Witten, A.J., and Thomas, J.H., 1976. Steady wind-driven currents in a large lake with depth-dependent eddy viscosity, *J. Phys. Oceanogr.*, **6**: 85-92.

부 록

A. 수심 평균된 점모형 방정식

연직확산계수가 시간에 무관한 적절한 함수형으로 주어질 경우는 점모형의 해석적 연구가 가능하나 (Lynch와 Officer, 1987; 이와 최, 1994), 연직확산계수가 시간에 따라 변하는 유속의 함수로 주어질 경우는 점모형의 경우라도 해석해를 얻기 쉽지 않다. 그러나 본문의 식(4), 식(5)를 수심적분함으로써 유속의 연직구조를 무시하는 대신 주어진 외력과 계산되는 수심평균된 유속과의 관계를 해석적으로 얻을 수 있다.

본문의 식 (4)와 식 (5)를 수심평균하고 저면마찰용력이 수심평균된 유속에 선형으로 비례한다고 가정하면, 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - \bar{f}\bar{v} = -\omega_r \cos(\omega t - g_u) - r\bar{u} \tag{A1}$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{f}\bar{u} = -\omega_r \cos(\omega t - g_v) - r\bar{v} \tag{A2}$$

여기서  $r$ 은 선형 저면마찰계수를 수심으로 나눈 값으로  $[T^{-1}]$ 의 차원을 갖는다.

전향력이 포함된 경우의  $\bar{u}$ 에 대한 식을 얻기 위하여, 식 (A1)을  $t$ 로 미분하고, 이 식에 식 (A2)를 대입하면 식 (A3)을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial t^2} + 2r \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + (f^2 + r^2)\bar{v} = -f \omega_r \cos(\omega t - g_v) - \omega_r \{r \cos(\omega t - g_u) - \omega \sin(\omega t - g_u)\} \tag{A3}$$

같은 방법으로  $\bar{v}$ 에 대한 식 (A4)를 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial t^2} + 2r \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (f^2 + r^2)\bar{v} = f \omega_r \cos(\omega t - g_u) - \omega_r \{r \cos(\omega t - g_v) - \omega \sin(\omega t - g_v)\} \tag{A4}$$



식 (A3)과 식 (A4)에 대한 정상상태 해는 각각 다음과 같다.

$$\bar{u} = \omega \sqrt{\frac{A_1^2 + A_2^2}{(\omega^2 - f^2 - r^2)^2 + 4r^2\omega^2}} \cos(\omega t - \phi_2 + \phi) \quad (\text{A5})$$

$$\bar{v} = \omega \sqrt{\frac{B_1^2 + B_2^2}{(\omega^2 - f^2 - r^2)^2 + 4r^2\omega^2}} \cos(\omega t - \phi_3 + \phi) \quad (\text{A6})$$

여기서

$$A_1 = u_r F \cos(g_u - \phi_1) + f v_r \cos(g_v),$$

$$A_2 = u_r F \sin(g_u - \phi_1) + f v_r \sin(g_v),$$

$$B_1 = v_r \text{sub} r F \cos(g_v - \phi_1) - f u_r \cos(g_u),$$

$$B_2 = v_r F \sin(g_v - \phi_1) - f u_r \sin(g_u)$$

$F = \sqrt{\omega^2 + r^2}$ ,  $\phi_1 = \tan^{-1}(\omega | r)$ ,  $\phi_2 = \tan^{-1}(A_2 | A_1)$ ,  $\phi_3 = \tan^{-1}(B_2 | B_1)$ ,  $\phi_4 = \tan^{-1}(2\omega r | \{\omega^2 - f^2 - r^2\})$ 이며,  $\phi$ 는  $\omega^2 > r^2 + f^2$ ,  $\omega^2 = r^2 + f^2$  및  $\omega^2 < r^2 + f^2$ 인 경우에 대하여 각각  $\phi_4$ ,  $-\pi/2$  및  $-\pi - \phi_4$ 이다.

따라서 전향력이 포함된 경우는 고유주파수  $\sqrt{f^2 + r^2}$ , 입력주파수  $\omega$ 인 강제 감쇄 진동계임을 알 수 있으며 (Kreyszig, 1979), 식 (A6), 식 (A7)의 분모가 작게 될 때 (예로써,  $f \approx \omega$ ,  $r \approx 0$ 인 경우), 주어진 유속(입력)에 비하여 큰 유속(출력)이 나올 수 있음을 알 수 있다.

이와는 달리, 전향력이 무시된 경우의 정상상태 유속 크기는 각각 주어진 크기( $u_r$ ,  $v_r$ )에 비하여  $\sqrt{\omega^2/(\omega+r^2)}$ 만큼씩 감쇄된다. 즉 전향력의 유무에 따라 점모형의 기본방정식은 공진(resonance)이 발생할 수 있는가 없는가 하는 문제로 구분된다.

### B. 0-방정식 난류모형의 유도

본 연구에서 사용한 0-방정식 난류모형은 Mellor와 Yamada(1982)의  $q^2 - q^2 l$  난류모형을 단순화함으로써 얻을 수 있다. 이의 유도 과정을 기술하면 다음과 같다.  $q^2 - q^2 l$  난류모형의 미분방정식에서  $q^2$  및  $q^2 l$ 의 생성과 감쇄가 균형을 이룬다는 가정과 등밀도 유체라는 가정을 도입하여 이를 식으로 나타내면 식 (B1), 식 (B2)와 같이 표현되며, 연직확산계수  $K_M$ 의 산정식은 식 (B3)과 같다(Mellor와 Yamada, 1982; Blumberg 와 Mellor, 1987).

$$K_M \left\{ \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right\} = \frac{q^3}{B_1} l \quad (\text{B1})$$

$$l E_1 K_M \left\{ \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right\} = \frac{q^3}{B_1} \tilde{W} \quad (\text{B2})$$

$$K_M = l \cdot q \cdot S_M \quad (\text{B3})$$

여기서  $l$ 은 특성길이(macroscale, or mixing length),  $q^2/2$ 은 난류 운동에너지(turbulence kinetic energy),  $S_M$ 은 무차원의 안정함수(stability function),  $\tilde{W}$ 는 wall proximity function이다.

$$\tilde{W} = 1 + E_2 \left( \frac{l}{xL} \right)^2 \quad (\text{B4})$$

$$L^{-1} = (\zeta - z)^{-1} + (h + z)^{-1} \quad (\text{B5})$$

사용된 상수 값은  $(B_1, E_1, E_2) = (16.6, 1.8, 1.33)$ 이다.

무차원의 안정계수  $S_M$ 은  $B_1^{-1/3}$ 과 같다는 관계식 (Blumberg 등, 1992)과 함께 식 (B3)과 식 (B1)으로부터 식 (B6)을 얻을 수 있다.

$$K_M = l^2 \sqrt{\left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2} \quad (\text{B6})$$

이 경우 Mofjeld와 Lavelle(1984)은  $l$ 이  $z$ (또는  $B_1$ )의 함수이어야 함을 보인 바 있다. 즉 난류에너지의 생성과 감쇄가 균형을 이룬다는 가정을 도입하면 ( $q^2 - q^2 l$  난류모형의 경계조건을 유도할 때의 가정과 같으며, 이 조건은 Mellor와 Yamada(1982)의 분류에 따르면 level 2 난류모형의 가정과 같다) 등밀도에 대한 난류모형은 Prandtl(1925)의 혼합거리식으로 나타남을 보이고 있다.

특성길이를 구하기 위해 식 (B1)을 식 (B2)에 대입하면, 이 경우의 특성길이  $l$ 은 wall proximity function,  $\tilde{W}$ 와 상수값  $(B_1, E_1, E_2)$ 으로부터 식 (B7)과 같이 표현된다.

$$l = 0.31L = 0.31 \frac{(\zeta - z)(h + z)}{h + \zeta} \approx 0.3 \hat{z} (1 - \hat{z}/H) \quad (\text{B7})$$

여기서  $\zeta$ 는 해수위,  $\hat{z}$ 는 지면으로부터의 거리,  $H = h + \zeta$ 이다.