

鉛直 渦粘性係數가 流速의 鉛直構造에 미치는 影響 — 鉛直 渦粘性係數가 주어진 境遇 —

李鍾贊* · 崔秉昊**

*韓國海洋研究所 海洋工學部, **成均館大學校 土木工學科

Effects of Vertical Eddy Viscosity on the Velocity Profile —Cases of Given Vertical Eddy Viscosity—

JONG CHAN LEE AND BYUNG HO CHOI

*Ocean Engineering Research Division, Korea Ocean Research and
Development Institute, Ansan P.O. Box 29, 425-600, Korea

**Department of Civil Engineering, Sung Kyun Kwan University,
Suwon Campus, Suwon, Korea

모드분리기법의 grid-box형 3次元 數值模型을 利用하여 等密度, 等水深 有限領域에서의 鉛直渦粘性係數에 따른 吹送流와 潮流의 水平流速 鉛直構造를 分析하였다. 鉛直渦粘性係數가 水深에 一定할 境遇, 線形的으로 減少 또는 增加하는 境遇, 2次 函數 및 指數函數의으로 변하는 境遇에 대한 解析解와의 比較를 통하여 模型檢證 및 鉛直流速構造 分析이 實施되었다. 아울러 吹送流의 境遇 流速의 鉛直構造에 대한 海水表面 近處의 "wall layer" 影響을 數值的으로 檢討하였다. 모든 數值計算에서 鉛直層 數는 13개로 可變格子가 使用되었다. 數值模型은 流速의 鉛直構造를 滿足스럽게 再現하였으나, 鉛直渦粘性係數가 水深에 대하여 2次 函數 및 指數的으로 減少하는 境遇, 海底面 附近에서 流速의 鉛直變化가 크게 나타나면서 解析解와 數值模型 結果間에 약간의 差異가 나타났다. 水平流速의 鉛直構造는 鉛直渦粘性係數의 절대값 및 函數形態에 따라 달라지며, 海底面과 海水表面 附近의 流速은 wall layer 内の 鉛直渦粘性係數에 敏感하게 反應하였다. 吹送流의 境遇 海水表面에서의 鉛直渦粘性係數가 작을수록 강한 shear가 表層에 形成되었으며, 潮流의 境遇 鉛直渦粘性係數의 分布와 상관없이 海底境界層 上部의 流速은 거의 一定하게 나타나고, 海底面 内の 流速은 鉛直渦粘性係數가 줄어들수록 강한 shear를 보였다.

Vertical structures of wind-driven and tidal currents in a rectangular shaped uniform-depth basin of homogeneous water have been investigated using a mode-splitting, multi-level grid-box, hydrodynamic numerical model. The model was verified using analytical solutions for various vertical eddy viscosity profiles such as: a constant eddy viscosity, a linearly decreasing or increasing variation with depth, a quadratic variation with depth and an exponential variation with depth. Particular attention has been paid on the effects of "near-surface wall layer" on vertical shear of velocity. In numerical calculations, the whole water depth was divided into 13 levels with an unequal grid spacing. The model satisfactorily reproduces the velocity profile, but in case the eddy viscosity decreases rapidly with depth as in quadratical or exponential variation with depth, the vertical gradient of velocity near the bottom became very steep, and analytical solutions and numerical results showed some discrepancy. The vertical structures of horizontal velocity vary with both the depth-averaged value of eddy viscosity and its profiles. The velocity near the sea surface and near the bottom responded sensitively to the eddy viscosity of wall layer. For wind-driven current, the strong velocity shear was generated near the sea surface as eddy viscosity near the surface became small. For tidal current, the velocity above the sea bottom layer was almost constant regardless of the profiles of vertical eddy viscosity, but velocity in the sea bottom layer showed strong shear as eddy viscosity became small.

序 論

水面上에 작용하는 바람에 의한 摩擦應力의 效果를 研究하기 위하여 Ekman(1905)은 Coriolis 係數 f 는 一定하다고 假定하였다. 그러나 Welander(1957)는 Ekman의 假定에서 f 가 一定하기 위해서는 水平的으로 작은 海域이어야 하며, 側面 摩擦(lateral friction)을 無視하기 위해서는 相對的으로 鉛直摩擦이 큰 얇은 水深이어야 함을 들어 Ekman 模型은 작은 海域 狀態를 描寫하고 있음을 指摘하였다. Welander(1975)의 理論은 Ekman(1905)의 理論을 有限 水深의 境遇로 擴張한 것으로 鉛直 渦粘性係數가 水深에 대해 一定하다는 假定下에 誘導된 것이다.

Thomas(1975)는 v (coefficient of vertical eddy viscosity)의 構造가 水深에 線形으로 比例하는 境遇의 解析解를 底面 近處에서 代數流速分布를 假定하여 구하였다. Witten과 Thomas(1976)는 以後 v 가 水深에 대하여 指數的으로 減少하는 境遇의 解析解를 提示하였다. 이들은 큰 湖水에서의 定常狀態下的 3次元 흐름에 대한 v 의 函數形態에 대한 敏感度를 提示하였으며, v 가 水深에 대해 指數的으로 減少하는 形態는 觀測된 吹送流와 잘 一致하며, 決定되어야 할 流速의 鉛直構造를 解析的으로 나타낼 수 있었다. Madsen(1977)은 v 가 sheared boundary의 鉛直距離에 比例하는 形態를 假定하여 吹送流를 解析하였으며, 이 境遇 底面에서는 Thomas(1975)의 模型과 一致하며, 水面에서는 logarithmic velocity deficit를 나타낸다. Jordan과 Baker(1980)는 v 가 水深의 함수로써 양의 값을 가질 境遇 이를 eigenfunction으로 展開하여 一般解를 구하였으며, 定常狀態 뿐만 아니라 時間에 따른 流速構造를 提示하는 解를 구하였으며, 또한 Baker와 Jordan(1980)은 水面과 底面에서 v 가 線形的으로 0이 되는 拋物形의 形態에 대한 解를 提示하였다.

以上에서 言及된 解析解는 모두 底面에서의 流速이 0인 no-slip 條件으로 求해진 것으로 v 의 複雜한 物理性 때문에 v 를 單純化하여 使用하기도 한다.

本 研究에서는 定常狀態의 吹送流 뿐만 아니라 單純 週期性 흐름(潮流)에 대하여 底面流速에 線形으로 比例하는 底面摩擦應力을 使用하였을 境遇의 解析解와 數值模型을 檢證함과 함께 單純化된 v 의 函數 形態를 使用함에 따른 流速의 鉛直構造 및 v 를

變化시킴에 따른 流速構造를 比較·檢討하는데 目的이 있다.

比較에 使用된 解析解는 水面變位の 變化率(定常狀態의 吹送流 境遇) 또는 水面變位の 振幅과 遲刻의 變化率(潮流의 境遇)을 알고 있다는 假定下에 誘導된 것으로 本 研究에서는 數值模型의 結果로부터 이들 變化率을 計算하여 使用하였다. 定常狀態의 吹送流인 境遇, v 의 函數形態는 水深에 대하여 一定한 境遇, 線形的으로 減少 또는 增加하는 境遇, 2次函數 및 指數函數인 境遇로, 各各의 形態에 대해 解析解(水面傾斜項을 無視한 境遇와 考慮한 境遇)와 數值模型에 의한 流速의 鉛直構造가 論議되었으며, "wall layer"를 도입한 鉛直 渦粘性係數 分布에 대한 流速構造도 檢討되었다. 週期性 흐름(潮流)에 대해서도 여러가지 鉛直 渦粘性係數의 分布函數 形態에 대하여 每時間別 流速의 鉛直構造가 比較·檢討되었으며, 水面變位の 振幅 및 位相과 底面의 鉛直 渦粘性係數와의 關係가 論議되었다.

基本 方程式 및 境界條件

水平方向의 非線形 移流項, 擴散項을 無視하고 靜水壓 條件 및 等海水密度를 假定한 線形化된 連續方程式과 運動方程式을 鉛直 無次元 座標 σ 를 使用하여 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}h)}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{v}h)}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

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

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu - \frac{1}{h^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} (v \frac{\partial v}{\partial \sigma}) = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \quad (3)$$

여기서 t 는 時間, x, y 는 水平 直交 座標, z 는 平均 水面을 基準으로 한 위가 陽인 鉛直 座標, $\sigma = z/h$ 로 鉛直 無次元 座標, u, v 는 x, y 方向의 流速, $z = \zeta(x, y)$ 는 自由水面, $z = -h(x, y)$ 는 底面, f 는 Coriolis 係數, g 는 重力加速度, ν 는 鉛直 渦粘性係數, ρ 는 海水密度, \bar{u}, \bar{v} 는 水深平均된 流速, 즉 $(\bar{u}, \bar{v}) = \int_{-1}^0 (u, v)$ 이다.

境界條件으로, 海水面 $\sigma = 0$ 에서는 바람應力 條件인 式 (4)를

$$\frac{v}{h} \frac{\partial u}{\partial \sigma} \Big|_{\sigma=0} = \frac{\hat{\tau}_x^w}{\rho} = \tau_x^w \quad (4a)$$

$$\frac{v}{h} \frac{\partial v}{\partial \sigma} \Big|_{\sigma=0} = \frac{\hat{\tau}_y^w}{\rho} = \tau_y^w \quad (4b)$$

海底面 $\sigma = -1$ 에서는 底面流速에 線形으로 比例하는 底面摩擦應力 條件인 式 (5)를 使用하였다.

$$\frac{v}{h} \frac{\partial u}{\partial \sigma} \Big|_{\sigma=-1} = \frac{\hat{\tau}_x^b}{\rho} = \tau_x^b = ku_b \quad (5a)$$

$$\frac{v}{h} \frac{\partial v}{\partial \sigma} \Big|_{\sigma=-1} = \frac{\hat{\tau}_y^b}{\rho} = \tau_y^b = kv_b \quad (5b)$$

여기서 τ_x^w 는 바람 摩擦應力, τ_y^w 는 底面 摩擦應力이며, 添字 x, y 는 應力の x, y 方向成分을 나타내며, k 는 線形底面摩擦係數, u_b, v_b 는 底面近處의 流速이다.

定常狀態의 吹送流 및 週期性 흐름에 대한 解析解

定常狀態의 吹送流에 대한 解析解를 구하기 위하여, 複素數 流速 $\mu = u + iv$ 를 導入하여 運動方程式을 나타내면 式 (6)을 얻을 수 있으며

$$\mu - \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{v}{\text{ifh}^2} \frac{\partial \mu}{\partial \sigma} \right) = i \frac{g}{f} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} + i \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) \quad (6)$$

式 (6)에 대한 homogeneous 方程式에 대한 一般解는 Table 1과 같으며(Lynch and Officer, 1985), 式 (6)의 特殊解를 包含하며, 式 (4)와 (5)에 對應하는 複素數로 表現되는 海水面과 海底面의 境界條件式을 滿足하는 解는 式 (7)과 같다.

$$\mu(x, y, \sigma) = \phi_0 \left[1 - \frac{A(\sigma)}{B} \right] + \tau^w \frac{C(\sigma)}{B} \quad (7)$$

여기서 $\phi_0 = i \frac{g}{f} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} + i \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right)$, $\tau^w = \frac{h}{v(-1)} (\tau_x^w + i\tau_y^w)$

이며, $A(\sigma), B, C(\sigma)$ 는 各各 다음과 같으며, $A(\sigma), B, C(\sigma)$ 에 使用된 over dot은 $\frac{\partial}{\partial \sigma}$ 를 나타내며

$K = \frac{kh}{v(-1)}$ 이다.

Table 1. Solution to $\left\{ \mu - \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{v}{\text{ifh}^2} \frac{\partial \mu}{\partial \sigma} \right) = 0 \right\}; \sigma = \frac{z}{h}$

$v(\sigma)$	$\mu(\sigma)$	notes
$v = v_0$	$\exp(\pm \sigma \sqrt{i\alpha})$	$\alpha = \frac{\text{fh}^2}{v_0}$
$v = v_0(\sigma - \sigma_0)^2$	$(\sigma - \sigma_0)^r$	$r = -\frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} + i\alpha}$
$v = v_0(\sigma - \sigma_0)$	$I_0(\sqrt{i}\eta), K_0(\sqrt{i}\eta)$	$\eta = \sqrt{4\alpha(\sigma - \sigma_0)}$
$v = v_0 \exp(\lambda\sigma)$	$\zeta I_1(\sqrt{i}\zeta), \zeta K_1(\sqrt{i}\zeta)$	$\zeta = \frac{\sqrt{4\alpha}}{\lambda} \exp(-\frac{\lambda}{2}\sigma)$

v_0, σ_0, λ : constant and I_0, K_0, I_1, K_1 : Modified Bessel Functions

$$A(\sigma) \equiv \det \begin{bmatrix} \dot{\mu}_1(0) & \dot{\mu}_2(0) \\ \mu_1(\sigma) & \mu_2(\sigma) \end{bmatrix} \quad (8a)$$

$$B \equiv \det \begin{bmatrix} \dot{\mu}_1(0) & \dot{\mu}_2(0) \\ (\mu_1 - \frac{\dot{\mu}_1}{K})_{-1} & (\mu_2 - \frac{\dot{\mu}_2}{K})_{-1} \end{bmatrix} \quad (8b)$$

$$C(\sigma) \equiv \det \begin{bmatrix} \mu_1(\sigma) & \mu_2(\sigma) \\ (\mu_1 - \frac{\dot{\mu}_1}{K})_{-1} & (\mu_2 - \frac{\dot{\mu}_2}{K})_{-1} \end{bmatrix} \quad (8c)$$

週期性 흐름(潮流)에 대한 解析解를 구할 境遇는 바람應力은 無視되었으며($\tau_x^w = \tau_y^w = 0$), 時間에 대한 偏微分項을 處理하기 위하여 水面變位 및 流速을 時計方向 回轉成分(+)과 反時計方向 回轉成分(-)으로 나타내는 것이 數式 展開에 簡便하므로 이들을 複素數로 나타내면 式 (9)과 같으며(Davies, 1985c),

$$\zeta = \zeta_0 \cos(\omega t - g_x) = \zeta^+ e^{i\omega t} + \zeta^- e^{-i\omega t} \quad (9a)$$

$$u = u_0 \cos(\omega t - g_u) = u^+ e^{i\omega t} + u^- e^{-i\omega t} \quad (9b)$$

$$v = v_0 \cos(\omega t - g_v) = v^+ e^{i\omega t} + v^- e^{-i\omega t} \quad (9c)$$

여기서 ω 는 周波數, ζ_0, u_0, v_0 는 振幅이며, g_x, g_u, g_v 는 遲刻이다. 이 境遇 複素數 流速 μ 는 다음과 같이 時計方向 回轉成分과 反時計方向 回轉成分으로 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \mu = u + iv &= (u^+ + iv^+)e^{i\omega t} + (u^- + iv^-)e^{-i\omega t} \\ &= \mu^+ e^{i\omega t} + \mu^- e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (10)$$

式 (9)를 運動方程式(式 2, 3)에 代入하여 時計方向 回轉成分과 反時計方向 回轉成分으로 分離하면, 各各에 대한 式 (11)와 같은 支配方程式을 얻을 수 있으며,

$$\mu^+ - \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{v}{i(\omega+f)h^2} \frac{\partial \mu^+}{\partial \sigma} \right) = i \frac{g}{(\omega+f)} \psi^+ \quad (11a)$$

$$\mu^- - \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(\frac{v}{-i(\omega-f)h^2} \frac{\partial \mu^-}{\partial \sigma} \right) = -i \frac{g}{(\omega-f)} \psi^- \quad (11b)$$

이 式 (11)과 함께 式 (4)와 (5)에 對應하는 各各의 時計方向 回轉成分과 反時計方向 回轉成分에 대한 境界條件을 滿足하는 一般解는 各各 다음과 같다.

$$\mu^+(x, y, \sigma) = \psi_0^+ \left[1 - \frac{A^+(\sigma)}{B^+} \right] \quad (12a)$$

$$\mu^-(x, y, \sigma) = \psi_0^- \left[1 - \frac{A^-(\sigma)}{B^-} \right] \quad (12b)$$

여기서

$$\psi^+ = \frac{1}{2} \left[\left\{ \frac{\partial}{\partial x} (\zeta_0 \cos g_x - i\zeta_0 \sin g_x) \right. \right. \\ \left. \left. + i \left\{ \frac{\partial}{\partial y} (\zeta_0 \cos g_y - i\zeta_0 \sin g_y) \right\} \right] \right],$$

$$\psi^- = \frac{1}{2} \left[\left\{ \frac{\partial}{\partial x} (\zeta_0 \cos g_x + i\zeta_0 \sin g_x) \right. \right. \\ \left. \left. + i \left\{ \frac{\partial}{\partial y} (\zeta_0 \cos g_y + i\zeta_0 \sin g_y) \right\} \right] \right],$$

$$\psi_0^+ = i \frac{g}{(\omega+f)} \psi^+, \quad \psi_0^- = -i \frac{g}{(\omega-f)} \psi^- \text{이다.}$$

式 (12)의 A^+ , B^+ 는 Table 1의 $\mu(\sigma)$ 計算에 있어서 f 대신 $(\omega+f)$ 를 使用하면 얻을 수 있으며, A^- , B^- 는 Table 1의 $\mu(\sigma)$ 計算에 있어서 f 대신 $(\omega-f)$ 를 使用하고 i 대신 $(-i)$ 를 使用하면 얻을 수 있으며, 最終적으로 式 (10)으로부터 $u = \text{Real}(\mu)$, $v = \text{Im}(\mu)$ 의 關係式으로 流速構造를 얻을 수 있다.

이 解는 Table 1의 鉛直 渦粘性係數를 使用하였을 境遇 各 境遇에 대한 水面變位の 振幅과 位相으로부터 流速의 鉛直分布를 얻을 수 있음을 意味한다.

定常狀態의 解析解는 水面傾斜項(式 (7)의 ϕ_0)이 直接 使用된 反面 週期性 흐름의 境遇는 水面變位の 振幅과 位相의 變化率(式 (12)의 ψ_0^+ 과 ψ_0^- 로부터 구한 流速에 $e^{i\omega t}$ 와 $e^{-i\omega t}$ 이 곱해진 境遇로 볼 수 있다. 以上에서 살펴본 바와같이 解析解를 誘導하는 過程에는 運動方程式만이 使用되었을 뿐 連續方程式은 使用되지 않았다. 즉 式 (7)의 ϕ_0 와 式 (12)의 ψ_0^+ , ψ_0^- 는 이미 알고 있다는 假定下에 誘導된 것이며, 特히 式 (7)의 ϕ_0 를 0으로 할 境遇는 無限海域에 대한 解를 나타내고 있다. 本 研究에서는 이들 水面變位の 變化率과 關聯된 값은 數值模型에서 구한 값을 使用하였으며, 이들 變化率과 함께 使用된 鉛直 渦粘性係數의 函數形態에 따른 流速의 鉛直構造를 式 (7)과 式 (12)로부터 구하였다.

定常狀態의 吹送流 解析解와 數值模型과의 比較

定常狀態의 吹送流에 대한 鉛直 渦粘性係數의 影響을 살펴보기 위하여 比較의 많은 研究가 이루어진 北海의 諸元(Fig. 1)을 使用하여 數值實驗하였다. 數值模型에 使用된 값은 Davies(1985a)와 同一하며, 이들을 나타내면 다음과 같다.

$$L_x = 400 \text{ km}, \quad L_y = 800 \text{ km}, \quad \Delta x = 400/9 \text{ km}, \\ \Delta y = 800/17 \text{ km}, \quad h = 65 \text{ m}, \quad \rho = 1,205 \text{ kg/m}^3, \\ f = 1.2222 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}, \quad \tau_x^* = 0.1 \text{ N/m}^2, \\ \tau_y^* = -1.5 \text{ N/m}^2, \quad k = 0.002 \text{ m/s}$$

比較에 使用된 數值模型은 流速의 鉛直構造가 無視된 (x, y) 의 函數인 ζ , \bar{u} , \bar{v} 를 計算하는 external mode와 流速의 鉛直構造를 考慮한 (x, y, z) 또는 (x, y, σ) 의 函數인 u, v 를 計算하는 internal mode(式 (2)와 (3))로 모드 分離되었으며, 두 모드는 底面摩擦項으로 couple 되었다. 使用된 數值模型은 grid-box 模型으로 水平方向으로는 ADI 有限差分法(이와서, 1992)을 使用하였으며, 鉛直 方向으로도 有限差分法을 使用하였다. 格子體系(Fig. 1)는 staggered-grid를 使用하였으며, 水平方向으로는 等間隔 格子를 使用하였으나 鉛直方向으로는 可變格子를 使用하였으며, 鉛直方向으로 總 13個의 level이 使用되었다(各 level의 位置는 流速을 圖示한 그림들에 記號로 나타내었음). 吹送流 計算에 使用된 計算時間 間隔은

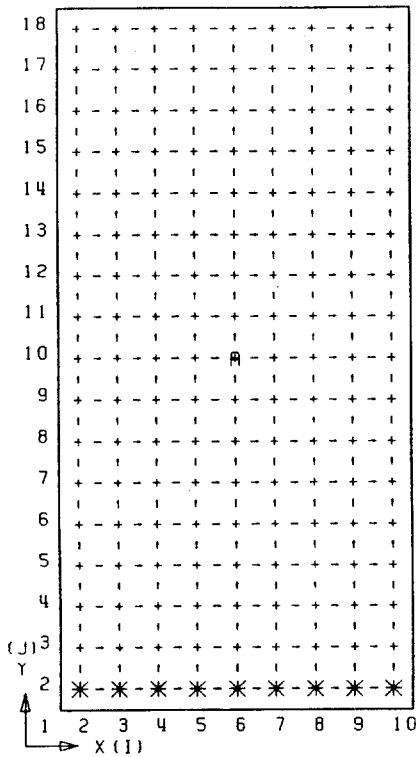


Fig. 1. Finite difference grid over a rectangular basin. (+ denotes ζ -point \rightarrow u-point, \uparrow v-point, and * open boundary for tidal flow experiments).

external mode의 計算時間 間隔으로 $\Delta t=360$ s, internal mode의 計算時間 間隔 $\Delta T=1800$ s로 internal mode와 external mode의 比는 5이다.

吹送流의 解析解는 定常狀態를 假定한 方程式을 使用하였으나, 數值模型은 計算될 變數들이 初期에는 0인 ($\zeta=u=v=0$) 狀態에서 定常狀態에 到達할 때까지 ζ, u, v 를 計算하였으며, 以後 提示되는 結果는 定常狀態에 到達한 300時間 後의 값들이다.

논의될 變량은 수면 setup을 고려한 유한영역의 流速(u, v)과 수면의 setup이 무시된 무한영역의 流速(u_d, v_d)으로 나누어 살펴보았으며, 유한영역에 대한 流速의 해석해는 數值模型으로 구한 수면경사율을 使用하여 구하였다. 그리고 比較에 使用된 값은 中央點에서의 流速이며(Fig. 1의 A地點), 주로 論議될 流速의 값이 陰數이므로 以後에서 言及하는 量은 절대값으로 나타내기로 한다.

1. $v=650$ m²/s 및 $v=1600$ cm²/s인 境遇

Table 2. Cross comparison of numerical models

	u_s	v_s	u_b	v_b	notes
Analytic	-13.47	-35.57	7.18	10.20	Unit: cm/s
Davies	-15.12	-33.20	7.07	11.75	After 30 hours
Model	-13.55	-35.95	6.98	9.89	Interpolated value

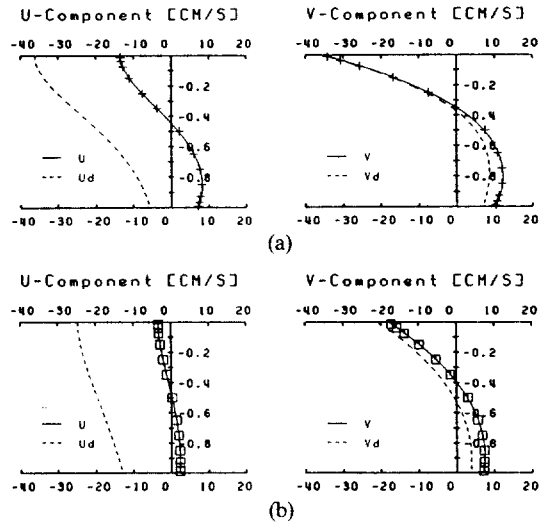


Fig. 2. Steady-wind driven current profiles computed with: (a) $v=650$ cm²/s (b) $v=1,600$ cm²/s. Solid lines (u, v) are the analytical solution with the gradient of surface elevation (closed basin), and dashed lines (u_d, v_d) are the analytical solution without the gradient of surface elevation in Eq. 7. Symbol is the result of numerical model.

解析解에도 數值模型에서 구한 水面變位の 變化率이 使用되었으므로 數值模型에서 구한 水面變位の 變化率이 信賴할 수 있는 가를 보기 위하여 既存 研究結果와 比較하였다. 比較에 使用된 結果는 Davies(1979)의 結果로 使用된 鉛直 渦粘性係數는 $v=650$ cm²/s이며, 이 結果는 10개의 Legendre 多項式을 使用하여 30 時間이 經過한 後의 計算된 流速으로 定常狀態와는 若干의 差異가 있으나, Table 2에서 보는 바와 같이 計算된 數值模型의 結果(水面變位 變化率)는 信賴할 수 있다고 判斷된다.

Fig. 2a는 $v=650$ cm²/s에 대한 u, v 成分에 대한 鉛直方向의 流速構造로 u 成分을 살펴보면, u_d 와 u 의 形態는 比較的 비슷하게 나타났으며, 이는 수면경사 率의 영향이 鉛直的으로 거의 일정하기 때문이다. 육지경계에 의한 수면경사의 영향은 각각 x, y 방향에

대하여 $(v-v_d)$, $(u-u_d)$ 이며, $(u-u_d)$ 가 $(v-v_d)$ 보다 훨씬 클수록 수면은 바람부는 방향으로 setup됨을 알 수 있다. 이境遇水面에서의 u_d 와 v_d 는 거의 같은 크기를 보이고 있으며, 이는 $v=650 \text{ cm}^2/\text{s}$ 를 사용함으로써 底面의 影響이 水面에 미치지 못하여 있음을 나타낸다. 이와는 달리 y 方向的 流速構造는 x 方向的 水面變位 變化率의 影響이 매우 微弱하여, v 와 v_d 의 크기는 海底面 근처를 제외하고는 거의 비슷하게 나타났다.

$v=1,600 \text{ cm}^2/\text{s}$ 를 사용하였을境遇의 流速構造를 보면 Fig. 2b와 같다. 이境遇는 큰 鉛直 渦粘性係數를 사용함으로써 水深 全體에 걸쳐 流速의 鉛直 混合이 活潑히 이루어져 $v=650 \text{ cm}^2/\text{s}$ 인境遇에 比하여 水面流速과 底面流速의 差異는 相當히 減少하였으며, y 方向的 水面變位 變化率 $(u-u_d)$ 도 $v=650 \text{ cm}^2/\text{s}$ 인境遇에 比하여 若干 減少하였다. v 와 v_d 의 차이도 $v=650 \text{ cm}^2/\text{s}$ 인境遇에 比하여 水深 전체에 걸쳐 비교적 일정하게 나타나, 저면의 영향이 水深 전체에 걸친 나타난 것을 알 수 있다.

2. $v_1=1600(\sigma+1.1) \text{ cm}^2/\text{s}$ 및 $v_1=1600(0.1-\sigma) \text{ cm}^2/\text{s}$ 인境遇

v 가 水深에 따라 線形으로 減少하는境遇와 增加하는境遇에 대한 流速의 鉛直構造를 살펴보았다. $v_0=1600 \text{ cm}^2/\text{s}$ 를 사용한 理由는 Table 1의 α (Ekman 數의 逆數)가 2보다 작은境遇 解析解의 modified Bessel 函數를 쉽게 구할 수 있기 때문이다. $v=v_0(\sigma_0-\sigma)$ 形의 解析解는 Table 1의 解析解의 因數 $\sqrt{i\eta}$ 대신 $i\sqrt{i\eta}$ 를 사용하면 구할 수 있다.

v_1 의 鉛直 渦粘性係數를 사용한境遇를 보면 Fig. 3 a와 같으며, 解析解와 數值模型과는 약간의 差異를 보이고 있다. 이러한 差異는 底面 近處의 v 값이 작아짐에 따라 유속의 shear가 크게 나타남으로써 저면에서의 유속($\sigma=-1$)과 수치모형의 저면유속($\sigma=-0.9875$)과 차이가 크기 때문인 것으로 思料된다. v_1 는 $0 \leq \sigma \leq -0.1$ 인 區間에서는 恒常 v_0 보다 큰 에도 불구하고, 無限境界에 대한 流速(u_d, v_d)은 $v=1600 \text{ cm}^2/\text{s}$ 인境遇에 比하여 오히려 큰 값을 보이고 있으며($\partial u_d/\partial \sigma$ 는 거의 같다), 육지경계의 영향도 크게 나타났다. 이것으로부터 流速構造는 v 값 뿐만 아니라 v 의 形態에도 많은 影響을 받는 것을 알 수 있다.

특히 이境遇의 鉛直 渦粘性係數의 水深 平均값

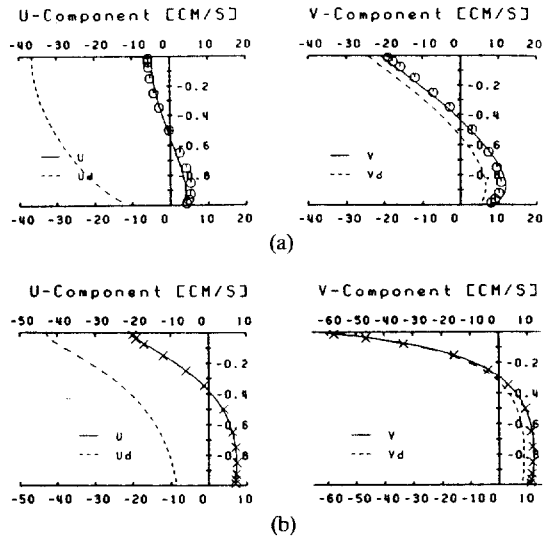


Fig. 3. Same as Fig. 2, but with: (a) $v=1,600(\sigma+1.1) \text{ cm}^2/\text{s}$ and (b) $v=1,600(0.1-\sigma) \text{ cm}^2/\text{s}$.

$\bar{v} = \int_{-1}^0 v d\sigma$ 이 $v=650 \text{ cm}^2/\text{s}$ 境遇보다 큰 에도 불구하고, 無限境界에 대한 u_d 는 $v=650 \text{ cm}^2/\text{s}$ 의 u_d 보다 오히려 큰 값을 보이고 있으며, v_d 는 작은 값을 보이고 있다. 즉 鉛直 渦粘性係數가 水深에 따라 減少함으로써 運動量이 鉛直方向으로 電波되지 못하고 轉向力의 影響이 크게 나타나 v_d 보다 u_d 가 크게 나타난 것으로 보인다. 陸地境界의 影響을 考慮한 u, v 는 底面 近處에서 一定한 v 를 사용한境遇와는 다른 流速 變化率을 보이고 있다. 즉 v 가 一定할境遇는 底面 近處의 流速變化率은 매우 작는데 比하여 v_1 의境遇는 $\sigma=-0.85$ 近處에서 流速變化率의 負號가 바뀌었다.

v_1 의 鉛直 渦粘性係數를 사용한 數值模型의 結果는 거의 解析解와 一致하고 있으며(Fig. 3b), 이 v_1 의 水深 平均값과 \bar{v}_1 이 같음으로 미루어 Fig. 3에서 보는 바와 같이 解析解와 數值模型의 一致 與否는 \bar{v} 또는 표면의 v 보다는 底面 近處의 鉛直 渦粘性係數를 表現할 수 있는 格子의 分解能에 많은 影響을 받는 것으로 判斷된다. v_1 의境遇가 實驗된境遇中 水面에서 가장 큰 流速을 보이고 있으며, 計算된 v_d 와 v 는 風速의 約 3%에 달하고 있다(바람應力 1.5 N/m^2 에 對應하는 風速은 約 22 m/s 임).

v_1 과 v_2 에 대한 底面 流速 v_0 는 v_1 의境遇가 컸을 에도 불구하고 y 방향의 수면경사(각각에 대한 $u -$

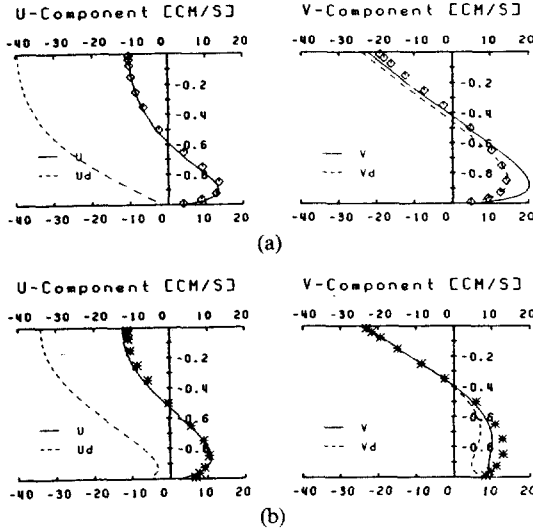


Fig. 4. Same as Fig. 2, but with: (a) $v=1,600(\sigma+1.1)^2$ cm²/s and (b) $v=1,600 \exp(2.3\sigma)$ cm²/s.

u_d)는 v_r 가 작게 나타났으므로, y 방향의 水面變化率을 살펴보았다. y 방향의 運動方程式(式 3)을 $\sigma = -1$ 부터 $\sigma=0$ 까지 積分한 後 定常狀態라는 假定 및 水面과 底面의 境界條件을 使用하면, y 방향의 水面變化率은 다음과 같다.

$$g \frac{\partial \zeta}{\partial y} = \frac{1}{h} (\tau_y^w - kv_b - f\bar{u}) \quad (13)$$

考慮된 모든 境遇에 있어서 τ_y^w 는 一定하며, v_b 은 비슷한 陰數값을 가지므로 水面變位の 變化率에 가장 큰 影響을 미치는 것은 식 (13)에서 알 수 있는 바와 같이 \bar{u} 로 볼 수 있다. 즉 \bar{u} 가 큰 陰의 값을 가질수록 水面變位 變化率은 增加함을 알 수 있다.

3. $v_r=600(1.1+\sigma)^2$ cm²/s 및 $v_r=1600 \exp(2.3\sigma)$ cm²/s인 境遇

이들 形態도 앞서 論議된 v_r 과 같이 水深이 增加함에 따라 v가 減少하는 形態를 하고 있으며, v_r 의 境遇가 $v_r(-1)=0.01 v_0$ 로 底面에서 가장 작은 값을 갖고 있다. v_r 境遇 $\Delta t=360$ s, $\Delta T=1800$ s를 使用할 境遇 數值模型의 結果는 發散하여 $\Delta t=180$ s, $\Delta T=900$ s로 하여 計算하였다. 底面近處에서의 流速變化率은 v_r 의 境遇가 가장 컸으며, 이곳의 流速變化率을 除外하면 全般的인 流速 構造는 v_r 과 거의 비슷함을

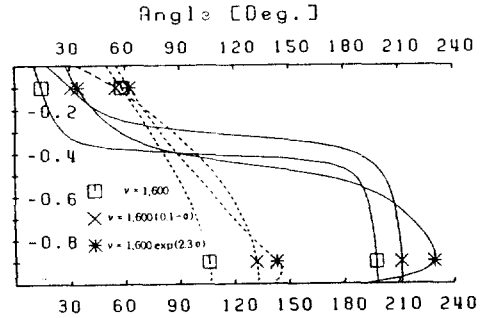


Fig. 5. Vertical variation of the deflection angles (between current and wind direction) in the steady-wind driven current with $v=1,600$ cm²/s, $v=1,600(0.1-\sigma)$ cm²/s and $v=1,600 \exp(2.3\sigma)$ cm²/s. Solid lines are deflection angles for closed basin, and dashed lines are those for open sea.

볼 수 있다(Fig. 4a). 特히 底面($\sigma=-1$)에서의 流速(u_b, v_b)의 값이 數值實驗한 境遇中 가장 작았으며, 無限境界에 대한 底面流速도 거의 0에 가까와 no-slip 狀態와 거의 類似함을 볼 수 있다.

$v_r=v_0 e^{\lambda\sigma}$ 인 境遇 λ 는 底面에서의 v 값이 水面 v 값의 0.1이 되도록 $\lambda=\ln(10)$ 으로 설정하였으며, v_r 인 境遇는 Fig. 4b에서 보는 바와같이 다른 境遇와 달리 u_d, v_d 는 $\sigma=-1$ 에서 最小가 되지 않고 約 $\sigma=-0.95$ 에서 最小값을 보이고 있다. $v_r(-1)$ 이 $v_r(-1)$ 보다 큰에도 불구하고 v_r 를 使用하여 計算된 結果가 解析解와 가장 많은 差異를 보이고 있다. 水深에 따라 v가 減少하는 境遇 이제까지의 數值模型의 結果는 解析解와 같은 큰 流速變化率을 보이지 못했으며, 特히 v_r 에 대한 底面近處의 v成分은 解析解와는 다른 流速構造를 보이고 있다. 이것의 理由로는 鉛直方向의 格子間隔이 커서 v_r 境遇와 같은 複雜한 流速構造를 再現하지 못하는 것 또는 작은 v값이 底面近處에서는 거의 一定하게 分布된 點이 實際 現象과는 附合하지 않는다는 것을 들 수 있겠다.

이제까지 살펴본 境遇의 流速벡터와 주어진 風速 벡터가 이루는 偏向角을 살펴보면 Fig. 5와 같다. 圖示된 境遇는 $v=1,600$ cm²/s, v_r 및 v_r 로써, 實線은 陸地境界의 影響을 包含한 流速(u, v)에 대한 偏向角이며, 點線은 無限平面의 流速(u_d, v_d)에 대한 것이다. $v=1600$ cm²/s와 v_r 의 境遇 약 15° 以內로 매우 작아 水面流速은 거의 주어진 바람 方向과 같으며, 다른 境遇도 全體의으로 30° 以內의 偏向角을 보

이고 있다. 어느境遇나全體水深의 1/2 以下에서는 風向과 反對되는 底面流을 보이고 있으며, 水面流速이 가장 크게 나타난 v_e 의境遇가 水深의 약 30%에서 風向과 反對되는 흐름을 보이고 있다. v_e 의境遇는 다른境遇와는 다른 偏向角의 鉛直 變化率을 보이고 있다.

無限境界에 대한 流速(u_e, v_e)과 風速벡터와의 偏向角은 $v=650 \text{ cm}^2/\text{s}$ 인境遇 水面流速은 典刑의 Ekman의 解와 같았으나, $v=1,600 \text{ cm}^2/\text{s}$ 인境遇는 이와는 다르게 나타났다. 水面流速이 風速의 3%에 달했던 v_e 의境遇가 약 35° 로 가장 작았으며, 水面의 鉛直 渦粘性係數 $\nu(0)$ 가 가장 컸던 v_e 의 偏向角이 약 60° 로 가장 크게 나타났다. v_e 를 除外한 다른 形態의 v 를 使用하여 計算한境遇는 水面에서의 偏向角은 45° 보다 크고 60° 보다 작은 값을 보이고 있다.

週期性 흐름의 解析解와 數值模型과의 比較

定常狀態의 吹送流에 대한 解析解(式 7)의境遇는 바람應力項이 매우 支配的인境遇였다(Fig. 2~Fig. 4). 그러나 週期性 흐름에 대한 解析解(式 12)에는 바람應力을 無視하였기 때문에 水面變位の 變化率, 使用된 鉛直 渦粘性係數의 函數形態에 대한 鉛直方向의 流速 變化만이 나타난다. 즉 週期性 흐름의境遇는 定常狀態의 吹送流와는 달리 時間의 函數인 諸變數들(ζ, u, v)로부터 計算되어지며, 數值模型은 前述한 바와같이 底面摩擦을 통하여 couple 되었기 때문에 모드 分離에 따른 若干의 差異를 誘發할 것으로 判斷된다.

週期性 흐름의境遇에는 開放境界條件이 必要하며, 여기서는 吹送流 數值實驗에 使用되었던 長方形 閉鎖海域의 남쪽(Fig. 1에는 *로 표시되었음)을 開放境界로 하여 $\zeta_{open}(t)=0.5 \cos(\omega t)$ 을 使用하였다. 實際의 流速場은 轉向力을 包含하였기 때문에 平面的으로 2次元의 흐름이나 이境界條件에서 알 수 있는 바와같이 開放境界條件이 x方向으로 一定하기 때문에 이境界條件에 附合되도록 數值模型에 使用된 諸元을 다음과 같이 變更하여 使用하였다.

$$L_x=90 \text{ km}, L_y=340 \text{ km}, \Delta x=10 \text{ km}, \Delta y=20 \text{ km}$$

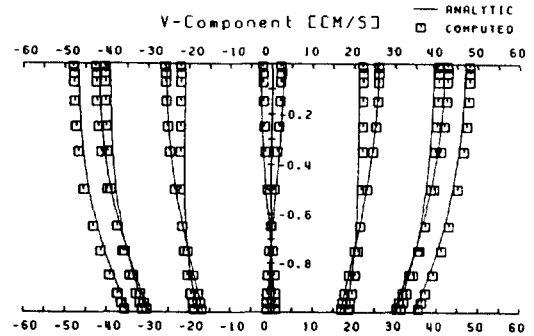


Fig. 6. Sequential profiles of V-component over an S_2 tidal cycle with $\nu=1,600 \text{ cm}^2/\text{s}$. Solid line is the analytical solution shown in Eq. 12.

$$h=65 \text{ m}, \rho=1,205 \text{ kg/m}^3, f=0.83423 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$$

$$\tau_x^e=0.0 \text{ N/m}^2, \tau_y^e=0.0 \text{ N/m}^2, k=0.002 \text{ m/s}$$

比較에 使用된 地點은 吹送流의境遇와 같은 海域의 中央點(Fig. 1의 A)이며, 使用된 週期($\omega=2\pi/T$)는 便宜上 12時間인 S_2 分潮이다. 週期性 흐름의 計算에 使用된 計算時間 間隔은 모드 分離에 따른 影響을 緩和하기 위하여 external mode의 計算時間 間隔으로 $\Delta t=90 \text{ s}$, internal mode의 計算時間 間隔 $\Delta T=450 \text{ s}$ 를 使用하였으며, 初期條件의 影響을 排除하기 위하여 20週期 後의 結果를 提示하였다.

Bowden 等(1959)는 $\nu=0.0025 u_T h$, Davies(1985a)는 $\nu=k u_T^2/\sigma_s$ 를 使用하였으며, 여기서 u_T 는 潮流의 (水深平均된) 流速, k 는 無次元 常數($=2 \times 10^{-5}$), σ_s 는 海洋의 特定 周波數로 近似的으로 f 와 비슷하며 ($=10^{-4} \text{ s}^{-1}$), 이들 算定式에 의한 ν 는 鉛直的으로 一定한 鉛直 渦粘性係數를 假定하고 있으며, 時間에 따라 변한다. 潮流流速 u_T 를 0.5 m/s로 假定하면(實際 計算된 최대값도 近似的으로 0.5 m/s 정도이다) 各各의 算定式에 의한 ν 값은 $800 \text{ cm}^2/\text{s}$, $500 \text{ cm}^2/\text{s}$ 로 여기서 考慮한 ν_0 값에 비해 작은 값이나, 解析解와 比較하기 위하여 $\alpha=h^2f/\nu_0$ 가 2보다 작도록 ν_0 는 $1,600 \text{ cm}^2/\text{s}$ 를 使用하였다.

Fig. 6은 $\nu_e=\nu_0=1,600 \text{ cm}^2/\text{s}$ 에 대해 計算된 流速과 數值模型으로부터 구한 水面變位の 振幅과 位相(Table 3)을 使用하여 구한 解析解를 每時間別로 圖示한 것이다. 計算된 流速이 解析解보다 조금 크게 나타났다. 全體的인 流速構造는 解析解와 거의 같음을 볼 수 있으며, 使用된 ν_e 값이 크기 때문에 水深

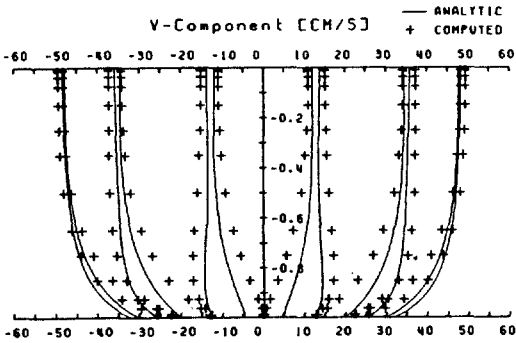


Fig. 7. Same as Fig. 6, but with $v=1,600(\sigma+1.1)$ cm²/s.

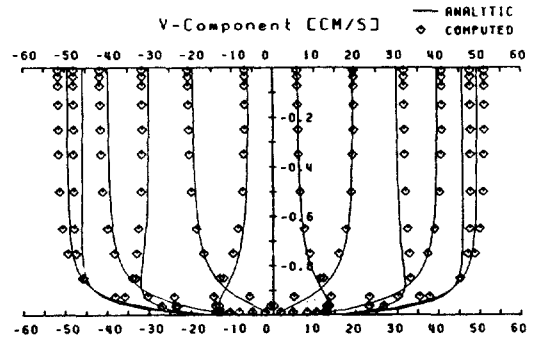


Fig. 8. Same as Fig. 6, but with $v=1,600(\sigma+1.1)^2$ cm²/s.

全體에 걸쳐 底面의 影響이 나타난 것을 볼 수 있다. 특히 數值實驗된 4가지 境遇中 v_1 인 境遇가 가장 큰 底面流速을 보이고 있으며, 이것으로 미루어 水深에 대해 一定한 鉛直 渦粘性係數와 底面의 slip 條件을 同時에 使用할 境遇에는 底面의 流速變化率을 얻기는 어려운 것으로 判斷된다.

底面에서부터 水面까지 v 가 線形으로 增加하는 $v_1=v_0(\sigma+1.1)$ 의 形態에 대한 計算 結果는 Fig. 7과 같다. 數值模型에 의한 水面近處의 流速은 v_1 의 境遇와 같이 解析解보다 조금 큰 값을 보이고 있으나, 底面에서는 比較的 큰 差異를 보이고 있다. 즉 解析解의 底面流速 v_b 는 約 32 cm/s에 달하는 流速을 보이고 있는 反面 模型에 의한 v_b 는 約 25 cm/s로 差異를 보이고 있다($-1 \leq \sigma \leq -0.5$ 인 區間). 그러나 $-0.5 \leq \sigma \leq 0$ 인 區間에서는 解析解와 비록 값의 差異를 보이고 있으나 計算된 流速構造는 解析解와 거의 같음을 알 수 있으며, 이들 流速의 鉛直變化率로부터 v_1 의 境遇는 底面의 影響이 水柱全體에 波及되지 못하고 一部에만 限定된 것으로 判斷할 수 있다.

v_1 의 境遇 解析解와 計算流速과의 많은 差異는 計算에 使用된 v 의 鉛直變化率이 比較的 크기 때문에, 이에 對應하는 流速의 鉛直變化率이 數值模型에서는 크게 計算된 것으로 思料된다.

底面近處의 v 값이 가장 작은 $v_4=v_0(\sigma+1.1)^2$ 의 結果는 Fig. 8로 $-1 \leq \sigma \leq -0.5$ 近處의 流速은 오히려 v_b 의 境遇보다 解析解에 더 近接해 있음을 볼 수 있으며, 底面의 影響이 底面近處에만 限定된 것을 뚜렷이 볼 수 있고, 底面流速 v_b 도 吹送流의 境遇와 마찬가지로 近似的으로 0에 가가와 底面의 no-slip

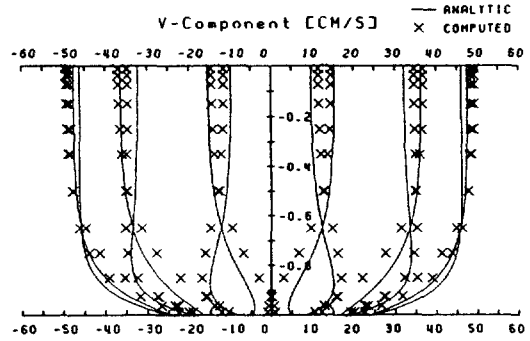


Fig. 9. Same as Fig. 6, but with $v=1,600 \exp(2.3\sigma)$ cm²/s.

條件과 類似한 結果를 보이고 있다. 그러나 吹送流의 境遇와는 달리 底面近處의 큰 流速變化率을 잘 再現하고 있으며, 吹送流의 數值實驗에서 經驗한 Δt 에 대한 安定度 問題는 發生하지 않았다.

$v_2=v_0 \exp(2.3\sigma)$ 인 境遇의 流速構造는 Fig. 9와 같으며, 計算된 境遇中 解析解와 가장 많은 差異를 보이고 있다. 이것의 理由는 吹送流의 境遇와 같이 작은 v 값이 底面に 比較的 一定하게 分布한 形態를 數值模型에서는 正確히 再現하지 못한 것으로 思料된다.

이제까지의 週期性 흐름에 대한 數值實驗을 통하여 얻은 結論을 簡略히 要約하면 다음과 같다. 週期性 흐름의 境遇는 吹送流의 境遇와는 달리 水面近處의 v 값 影響은 比較的 적었으며, v_1 의 境遇를 除外하면 底面의 影響은 底面에만 局限되는 結果를 보였으나, 底面近處의 流速은 底面近處의 v 값과 함께 v 값의 分布에 따라 매우 다른 結果를 보였다. 比較에 使用되었던 地點(i, j)과 近處의 水面變位에 대한 振

Table 3. The selected amplitude and phase of surface elevation

	Amplitude (cm)				Phase (degree)			
	(i, j)	(i+1, j)	(i, j+1)	Δ_y	(i, j)	(i+1, j)	(i, j+1)	Δ_y
$v_c = v_0 (=1600)$	79.57	80.09	92.43	12.88	145.2	142.4	147.4	2.2
$v_l = v_0(\sigma + 1.1)$	82.25	82.72	96.00	13.75	155.9	153.0	157.4	1.5
$v_q = v_0(\sigma + 1.1)^2$	86.57	86.98	101.19	14.62	167.6	164.8	168.4	0.8
$v_r = v_0 \exp(2.3\sigma)$	81.19	81.67	94.98	13.79	159.3	156.4	160.6	1.3

幅과 位相은 Table 3과 같으며, 여기서 (i, j)는 (x, y) 方向에 對應하는 有限差分 格子體系를 나타내며, Δ_y 는 y方向의 差異 값을 나타낸 것이다. (i, j) 地點의 水面變位 振幅은 底面의 鉛直 渦粘性係數가 가장 컸던 v_c 의 境遇가 가장 작았으며, 底面의 鉛直 渦粘性係數가 가장 작았던 v_q 의 境遇가 가장 크게 計算되었으며, 振幅의 y方向 差異값도 같은 傾向을 보였다. 그러나 位相差는 振幅差와는 反對되는 傾向을 나타내었으며, v_l 과 v_r 에 대한 振幅差와 位相差로 부터 水面變位는 底面의 鉛直 渦粘性係數 값과 密接한 關係가 있음을 볼 수 있다.

wall layer의 影響을 考慮한 吹送流의 數值實驗

이제까지의 結果는 解析解와 比較하기 위하여 全體水深에 걸쳐 v의 形態가 微分 可能한 境遇였다. 潮流의 境遇, 海底境界層 上部의 流速은 鉛直渦粘性係數의 分布와 거의 無關하게, 一定하게 나타났으며, 海底面 附近에서는 鉛直渦粘性係數가 줄어들수록 강한 shear가 나타나므로써 底面流速은 海底面 附近의 鉛直渦粘性係數에 敏感함을 보였다. 吹送流의 境遇는 海水表面의 鉛直渦粘性係數 값이 작을수록 表面流速의 shear가 강하게 나타났으며, 底面에서도 같은 傾向을 보였다. 吹送流의 境遇는 鉛直渦粘性係數에 따라 流速의 構造가 敏感하게 反應하였으므로, 여기서는 이들의 影響을 살펴보기 위하여, 와점성계수가 각각 해수표면과 해저면에서의 연직 거리에 선형으로 증가한다는 “wall layer” 개념(Davies, 1985b)을 도입한 鉛直渦粘性係數의 분포형태에 대한 流速構造를 數值模型을 통하여 살펴보았다.

Fig. 10a는 海水表面도 海底面과 같이 亂流運動을 制限한다는 假定을 內包한 鉛直渦粘性係數의 模式

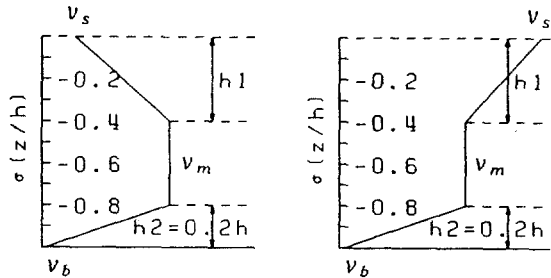


Fig. 10. Schematic description of the vertical eddy viscosity.

圖로 wall layer 개념이 적용된 것이며, Fig. 10b는 이와는 달리 海水表面으로부터 亂流 에너지를 供給 받는다는 假定을 內包한 것이다. 두 境遇 모두 底面의 影響은 全體水深의 20%까지만 미친다고 假定 하였으며($h_2=0.2 h$), 底面의 鉛直渦粘性 값은 $10 \text{ cm}^2/\text{s}$ 로 固定하였다. 海水表面 近處의 影響을 보기 위하여 海水表面의 鉛直渦粘性 값을 各各 固定시킨 後, h_1 을 全體水深의 10%와 40%로 變化시켰다.

Fig. 11은 $v_m = 650 \text{ cm}^2/\text{s}$, $v_b = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$ 로 고정시킨 후 $v_s = 160 \text{ cm}^2/\text{s}$, $2,600 \text{ cm}^2/\text{s}$ 로, h_1 을 0.1 h, 0.4 h로 變化시킨 境遇의 流速構造이다. Fig. 11a, b는 海水表面에서의 鉛直渦粘性 값은 같으나 h_1 을 증가시키에 따라 水深全體에 대한 鉛直渦粘性 값은 감소하여, h_1 이 증가함에 따라 表面近處의 流速은 강한 shear를 보이고 있다. Fig. 11c, d는 海水表面에서의 鉛直渦粘性 값이 v_m 보다 크기 때문에, h_1 이 증가함에 따라 水深 전체의 鉛直渦粘性係數의 값이 증가하며, 이에 따라 表面近處의 流速變化率は 감소하였다. 中間水深 以下の 流速構造는 어느 境遇나 비슷하게 나타났으며, 底面近處의 流速에도 어느 정도의 shear가 나타났다. 表面近處의 渦粘性係數 값 차이에도 불구하고 底面에서의 流速은 어느 境遇나 비교적 일정하게 나타남으로써, 表面近處의 wall layer

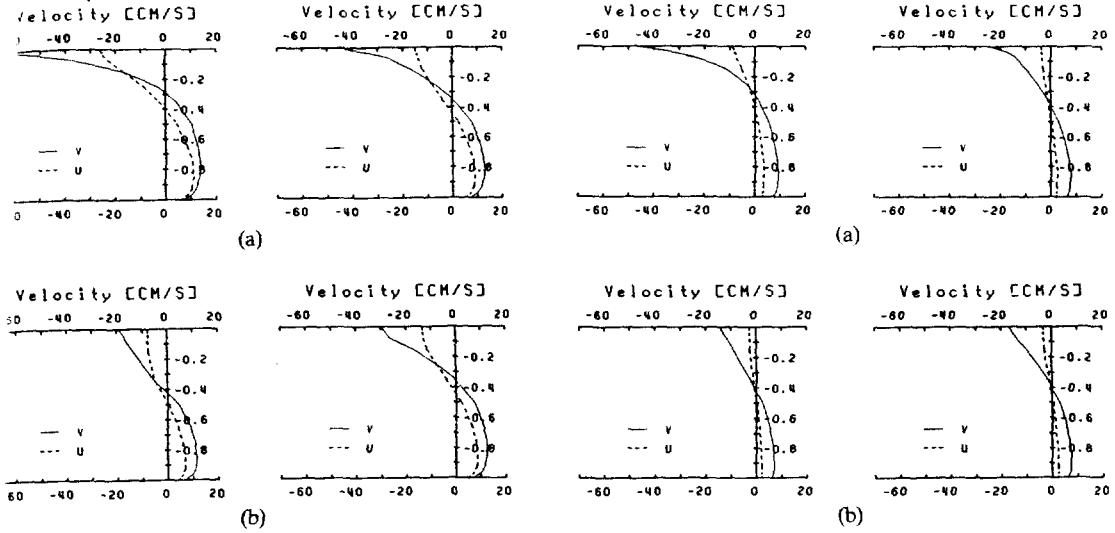


Fig. 11. Steady-wind driven current profiles computed with $v_m=650 \text{ cm}^2/\text{s}$, $v_b=10 \text{ cm}^2/\text{s}$ and (a) $v_s=160 \text{ cm}^2/\text{s}$, $h_1=0.4 \text{ h}$, (b) $v_s=160 \text{ cm}^2/\text{s}$, $h_1=0.1 \text{ h}$, (c) $v_s=2,600 \text{ cm}^2/\text{s}$, $h_1=0.4 \text{ h}$, (d) $v_s=2,600 \text{ cm}^2/\text{s}$, $h_1=0.1 \text{ h}$.

Fig. 12. Same as Fig. 11, but with $v_m=1,600 \text{ cm}^2/\text{s}$, $v_b=10 \text{ cm}^2/\text{s}$. (a) $v_s=160 \text{ cm}^2/\text{s}$, $h_1=0.4 \text{ h}$, (b) $v_s=160 \text{ cm}^2/\text{s}$, $h_1=0.1 \text{ h}$, (c) $v_s=2,600 \text{ cm}^2/\text{s}$, $h_1=0.4 \text{ h}$, (d) $v_s=2,600 \text{ cm}^2/\text{s}$, $h_1=0.1 \text{ h}$.

影響은 wall layer 두께내에만 影響을 미치는 것으로 판단된다.

Fig. 12는 $v_m=650 \text{ cm}^2/\text{s}$ 에서 $v_m=1,600 \text{ cm}^2/\text{s}$ 로 變化시킨 境遇에 대한 流速構造이다. v_s 가 v_m 보다 작을 境遇는 wall layer의 影響이 비교적 잘 재현 되었으나, v_s 가 v_m 보다 클 境遇는 v_m 이 크기 때문에 表面近處의 wall layer 두께를 變化시켜도 그 影響은 미약하게 나타났다. 또한 底面近處의 流速 shear도 거의 나타나지 않았으며, 이는 v_m 과 v_b 를 선형 내삽함으로써, 底面近處의 鉛直渦粘性 값도 비교적 크기 때문인 것으로 보인다. 以上에서 살펴본 바와 같이 流速의 shear는 鉛直渦粘性 값이 작을수록 크게 나타나는 것으로 結論지을 수 있다.

表面近處의 渦粘性係數 값이 상당히 다를 境遇, 定常狀態에 到達하는 樣相은 어떻게 다를 것인가를 把握하기 위하여 表面流速의 hodograph를 살펴본다. Fig. 13은 Fig. 11b에 해당하는 渦粘性係數 分布($v_s=160 \text{ cm}^2/\text{s}$, $h_1=0.1 \text{ h}$, $v_m=650 \text{ cm}^2/\text{s}$, $v_b=10 \text{ cm}^2/\text{s}$)에 대한 表面流速의 hodograph로, 圖示된 전체 시간은 150時間이며, 매시간 유속은 점으로 나타내었다. 무한평면에 대한 流速의 hodograph는 定常狀態의 流速에 同心圓 形態로 漸近하거나 同心

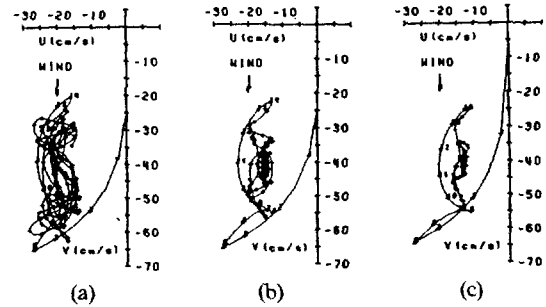


Fig. 13. Hodographs (dots denote hourly value) of surface u and v components computed using the eddy viscosity profile of $v_s=160 \text{ cm}^2/\text{s}$, $h_1=0.1 \text{ h}$, $v_m=650 \text{ cm}^2/\text{s}$ and $v_b=10 \text{ cm}^2/\text{s}$ with coefficient of linear bottom friction: (a) $k=0.02 \text{ cm/s}$ (b) $k=0.2 \text{ cm/s}$ (c) $k=2 \text{ cm/s}$.

圓 狀態를 維持하나(Davies, 1985a,d), 閉鎖領域에 대한 hodograph는 이와는 다른 양상을 보이고 있다. Fig. 13a는 저면마찰 효과를 거의 무시하기 위하여 선형 저면마찰계수값을 10배 줄인 $k=0.02 \text{ cm/s}$ 를 사용한 결과이며, Fig. 13c는 $k=0.2 \text{ cm/s}$ 에 대한 결과이며, Fig. 13b는 底面の no-slip 條件과 거의 附合하는 流速을 얻기 위하여 底面摩擦係數를 10배 크게한, $k=2 \text{ cm/s}$ 를 사용한 結果이다. 初期의 表面

流速은 거의 비슷하나, 시간이 경과함에 따라 마찰 계수가 클수록 빨리 定常狀態에 도달하는 것을 볼 수 있다. 특히 $k=0.02$ cm/s에 대한 유속의 진동은 폐쇄영역에 대한 seiche와 관련 있음을 알 수 있다 (Davies, 1985d). 여기서는 제시되지 않았으나, Fig. 11d에 대한 表面流速의 hodograph도 Fig. 13b와 거의 같은 양상이었다. 연직과점성 분포가 달라지면 저면유속의 크기도 변하며 따라서 저면마찰도 달라지나, 이들 hodograph를 살펴본 결과, 정상상태에 도달하는 시간은 鉛直渦粘性 分布보다는 底面境界條件(底面摩擦係數)에 더욱 민감함을 보였다.

結 論

底面摩擦應力이 底面流速에 線形으로 比例하는 線形方程式에 대하여, 鉛直 渦粘性係數 ν 의 여러가지 鉛直分布 函數形態에 대하여 解析解와 數值模型의 結果가 比較되었으며, 各各의 形態에 대한 流速의 鉛直構造가 論議되었다.

定常狀態의 吹送流에 대해서는 水面近處의 流速은 水面近處의 ν 값에 따라 매우 다른 反應을 보였으며, 底面近處의 ν 값이 작을 境遇에 대한 數值模型 結果는 解析解와 같은 큰 流速의 鉛直變化率과는 若干의 差異가 있었으나, 全體의인 流速構造는 解析解와 거의 같았다. 水面近處의 ν 값과 底面近處의 ν 값을 變化시킨 數值實驗을 통하여 流速과 ν 와의 關係를 살펴보았으며, 底面近處의 ν 값 變化 影響은 比較의 작았으나 水面近處의 ν 값 變化에 대한 流速變化는 比較의 크게 나타났다.

單純 週期性 흐름에 대한 數值實驗을 통하여 ν 의 形態에 대한 流速의 鉛直構造를 解析解와 함께 每時間別로 比較하였으며, 底面の ν 값과 水面變位の 振幅과 位相 및 이들의 差를 檢討하였다. 週期性 흐름의 境遇는 吹送流와는 달리 水面近處의 ν 값 보다는 底面近處의 ν 값 變化에 대한 流速의 差異가 크게 나타났으며, 底面近處의 ν 값 變化에 따라 流速 뿐만 아니라 水面變位の 振幅과 位相도 差異를 보였다.

定常狀態의 吹送流와 週期性 흐름 모두 底面近處의 流速構造는 鉛直 渦粘性係數 ν 가 水深에 一定할 境遇에는 流速의 鉛直變化率이 매우 작으나 큰 底面流速을 보였으나, 底面近處의 ν 값이 작은 ν_0 의

境遇에는 流速의 鉛直變化率이 매우 크나 底面流速은 0에 가까운 流速構造를 보였다.

wall layer의 影響을 考慮한 吹送流의 數值實驗 結果, 鉛直渦粘性係數의 값이 작을수록 流速의 shear가 크게 나타났으며, 流速은 鉛直渦粘性係數의 分布에 많은 影響을 받으나, 定常狀態에 도달하는 時間은 鉛直渦粘性係數의 分布形態에는 거의 影響이 없었다. 底面摩擦係數가 클수록 빨리 定常狀態에 도달하였다.

本 研究에서는 ν 를 알고 있는 것으로 假定하였으며, 이 ν 값에 따라 流速의 鉛直構造는 많은 差異를 보이고 있다. 따라서 實際現象과 附合되는 ν 값의 媒介變數化가 要求되며, 實際海域에 대한 吹送流 및 週期性 흐름의 鉛直構造를 把握하기 위해서는 實際海域에 適合한 ν 를 選擇 使用하여야 할 것이며, 이의 初期段階인 單純化한 ν 의 具體的 理解度の 增進에 그 意義가 있다 하겠다.

謝 辭

本 研究는 韓國海洋研究所의 基本研究事業(BSPE 00398)의 研究費 支援에 의하여 遂行되었습니다. 本 論文을 完成하는데 많은 助言을 해주신 海洋研究所의 김창식 박사와 정경태 박사께 感謝드립니다.

參考文獻

- 이종찬, 서승남, 1992. 線形 淺水方程式의 ADI 有限差分法. 한국해양 · 해양공학회지, 4: 108-120.
- Baker, J. R. and T. F. Jordan, 1980. Vertical structure functions for time-dependent flow in a well mixed fluid with turbulent boundary layers at the bottom and top. *J. Phys. Oceanogr.*, 10: 1691-1694.
- Bowden, K. E., L. A. Fairbairn and P. Hughes, 1959. The distribution of shearing stresses in a tidal current. *Geophys. J. of the Royal Astro. Soc.*, 2: 288-305.
- Davies, A. M. and A. Owen, 1979. Three dimensional numerical sea model using the Galerkin method with a polynomial basis set. *Appl. Math. Modelling*, 3: 421-428.
- Davies, A. M., 1985a. Application of a sigma coordinate sea model to the calculation of wind-induced currents. *Continental Shelf Res.*, 4: 389-423.
- Davies, A. M., 1985b. On determining current the profile of steady wind-induced currents. *Appl. Math. Modelling*, 9: 409-418.
- Davies, A. M., 1985c. On determining current profiles in oscillatory flows. *Appl. Math. Modelling*, 9: 419-428.

- Davies, A. M., 1985d. A three dimensional modal model of wind induced flow in a sea region. *Prog. Oceanogr.* 15: *Math. Modelling*, 15: 71-128.
- Ekman, W. V., 1905. On the influence of the earth's rotation on ocean currents. *Arkiv Mat. Astr. Fys.*, 2: 1-53.
- Jordan, T. F., and J. R. Baker, 1980. Vertical structure of time-dependent flow dominated by friction in a well mixed fluid. *J. Phys. Oceanogr.*, 10: 1091-1103.
- Lynch, D. R., and C. B. Officer, 1985. Analytic test cases for three-dimensional hydrodynamic models. *Int. J. for Numerical 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.
- 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 J. H. Thomas, 1976. Steady wind-driven currents in a large lake with depth-dependent eddy viscosity. *J. Phys. Oceanogr.*, 6: 85-92.

Accepted May 10, 1994