

# 一种二维和三维嵌套海洋流体动力学 数值模式及其在北部湾潮汐和潮流 数值模拟中的应用\*

朱耀华 方国洪

(中国科学院海洋研究所, 青岛 266071)

**提要** 研究设计了一种二维和三维嵌套、外模态和内模态分离的水动力学数值模式,既可用于潮汐,也可用于风暴潮的数值计算。该模型对全部海区进行二维计算,对其中重点关心的海区同时进行三维计算。在三维计算区域,采用了内、外模态既分离又耦合的计算技术。数值格式采用全部交错的网格结构,三维模型中垂直方向采用  $\sigma$ -坐标代替通常的  $z$ -坐标,垂直涡动粘性系数由混合长度理论确定,垂直粘性项采用隐式差分格式。作为算例,本文对南海北部湾潮波进行了细网格的数值计算。

**关键词** 三维模式 嵌套 模态分离计算技术 潮汐

目前国内关于浅海潮波和风暴潮的数值计算大多采用二维模型。为了得到潮流和风海流的垂直结构,必须采用三维数值模型。但是普通的三维模型(指垂直方向采用  $z$ -坐标的模型)在用于人们最关心的浅海区域时,存在着程序编制困难、水深跨度大时垂直方向分辨率不足等问题(于克俊等,1987)。为了提高浅水区域的垂向分辨率,使水深较小和水深较大的海域享有相同的垂向分层数,使程序编制和计算过程变得更为简单、方便,方国洪和朱耀华发展了  $\sigma$ -坐标系下的一种三维水动力学数值模型(方国洪等,1992)。但是,三维模型的计算量是巨大的,特别当计算海区范围大、垂直方向分层多时,有必要寻找一种更经济实用的方法。本文提出了一个潮汐和风暴潮的二维和三维嵌套数值模型,使用该模型既能在计算海区全域提供二维结果,又能在重点关心的区域满足三维计算的要求。本模式的动力学方程以球面坐标系形式给出,在三维计算区域用  $(\lambda, \phi, \sigma)$  坐标系建立差分方程。本文还将该模式应用于北部湾,对潮汐和潮流进行了数值模拟。在海南岛西南的莺歌海海域采用三维计算,对整个北部湾采用  $1/8^\circ$  细网格的二维数值模拟,求得了与实际比较一致的结果。

## 1 物理模式与差分方程

**1.1 基本方程** 本文视海水为不可压缩流体,并认为海水密度是均匀的,即只研究正压海洋的情况。二维基本方程组取为

\* 中国科学院海洋研究所调查研究报告第 2028 号。中国科学院重大项目, A05-920108 号。收稿日期: [1991 年 6 月 29 日;接受日期: 1992 年 6 月 5 日。]

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \phi} \left[ \frac{\partial(HU)}{\partial \lambda} + \frac{\partial(HV \cos \phi)}{\partial \phi} \right] = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{U}{R \cos \phi} \frac{\partial U}{\partial \lambda} + \frac{V}{R} \frac{\partial U}{\partial \phi} - \frac{UV}{R} \operatorname{tg} \phi - fV \\ = -\frac{g}{R \cos \phi} \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} + \frac{\tau_{\lambda}}{H} - \frac{r}{H} (U^2 + V^2)^{1/2} U - \frac{\partial p_a}{\rho R \cos \phi \partial \lambda} \\ + A \left[ \frac{1}{R^2 \cos^2 \phi} \frac{\partial^2 U}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{R^2 \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \cos \phi \frac{\partial U}{\partial \phi} \right) \right] \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{U}{R \cos \phi} \frac{\partial V}{\partial \lambda} + \frac{V}{R} \frac{\partial V}{\partial \phi} + \frac{U^2}{R} \operatorname{tg} \phi + fU \\ = -\frac{g}{R} \frac{\partial \zeta}{\partial \phi} + \frac{\tau_{\phi}}{H} - \frac{r}{H} (U^2 + V^2)^{1/2} V - \frac{\partial p_a}{\rho R \partial \phi} \\ + A \left[ \frac{1}{R^2 \cos^2 \phi} \frac{\partial^2 V}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{R^2 \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \cos \phi \frac{\partial V}{\partial \phi} \right) \right] \end{aligned} \quad (3)$$

式中,  $\lambda$  和  $\phi$ , 地理坐标系中的东经和北纬, 向东和向北方向为正;  $U$  和  $V$ , 垂直平均流速在  $\lambda$  和  $\phi$  方向上的分量;  $\zeta$ , 由未扰动水面起算的水位;  $H \equiv h + \zeta$ ,  $h$  为未扰动水深;  $f \equiv 2Q \sin \phi$  为 Coriolis 参量,  $Q$  为地球自转角速度;  $R$ , 地球半径;  $r$ , 二维计算区海底拖曳系数;  $A$ , 水平涡动粘性系数;  $p_a$ , 海面大气压力;  $\rho$ , 海水密度;  $\tau_{\lambda}$  和  $\tau_{\phi}$ , 风应力在  $\lambda$  和  $\phi$  方向上的分量除以海水密度。

设  $z$  为未扰动海面向上的铅直方向空间坐标, 并引进如下坐标变换:

$$\sigma \equiv (h + z)/(h + \zeta) \quad (4)$$

则有:  $\sigma = \begin{cases} 1, & \text{于 } z = \zeta \\ 0, & \text{于 } z = -h \end{cases}$  经此变换之后, 三维支配方程可写为:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \phi} \frac{\partial(Hu)}{\partial \lambda} + \frac{1}{R \cos \phi} \frac{\partial(Hv \cos \phi)}{\partial \phi} + \frac{\partial(Hw^*)}{\partial \sigma} = 0 \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{R \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{v}{R} \frac{\partial u}{\partial \phi} + w^* \frac{\partial u}{\partial \sigma} - \frac{uv \operatorname{tg} \phi}{R} - fv \\ = -\frac{g}{R \cos \phi} \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} + \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left( v \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right) - \frac{\partial p_a}{\rho R \cos \phi \partial \lambda} \\ + A \left[ \frac{1}{R^2 \cos^2 \phi} \frac{\partial^2 u}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{R^2 \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \cos \phi \frac{\partial u}{\partial \phi} \right) \right] \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{u}{R \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} + \frac{v}{R} \frac{\partial v}{\partial \phi} + w^* \frac{\partial v}{\partial \sigma} + \frac{u^2 \operatorname{tg} \phi}{R} + fu \\ = -\frac{g}{R} \frac{\partial \zeta}{\partial \phi} + \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left( v \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right) - \frac{\partial p_a}{\rho R \partial \phi} \\ + A \left[ \frac{1}{R^2 \cos^2 \phi} \frac{\partial^2 v}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{R^2 \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \cos \phi \frac{\partial v}{\partial \phi} \right) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

式中,

$$w^* = \frac{1}{H} \left\{ w + (1 - \sigma) \left( \frac{u}{R \cos \phi} \frac{\partial h}{\partial \lambda} + \frac{v}{R} \frac{\partial h}{\partial \phi} \right) - \sigma \left( \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{u}{R \cos \phi} \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} + \frac{v}{R} \frac{\partial \zeta}{\partial \phi} \right) \right\} \quad (8)$$

上两式中垂直涡动粘性系数  $\nu$  可由混合长度理论确定 (Fang et al., 1983):

$$\nu = \nu_0 + \frac{l^2}{H} \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (9)$$

混合长度  $l = \kappa_0(H\sigma + z_0)(1 - \sigma/\mu)$ , 其中,  $\nu_0$ , 本底粘性系数;  $z_0$ , 海底粗糙度长度;  $\kappa_0$ , Von Karman 常数;  $\mu$ , 海面粗糙度参数。显然, 当  $\sigma = 0$  或  $1$ ,  $w^* = 0$ 。

**1.2 差分方程** 将二维和三维基本方程组离散化时, 在空间和时间上均采用交错网格。计算点的配置见图 1。

图 1 中  $b$  代表三维计算区域垂向分层的层数。当  $t = n\Delta t$  时 ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ), 计算二维流场 ( $U, V$ ), 当  $t = (n + 1/2)\Delta t$  时计算水位场  $\zeta$ 。

对任一物理量  $F \equiv F(\lambda, \phi, \sigma, t)$  记

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta_\lambda F \equiv [F(\lambda + \Delta\lambda/2, \phi, \sigma, t) - F(\lambda - \Delta\lambda/2, \phi, \sigma, t)]/\Delta\lambda \\ \delta_{2\lambda} F \equiv [F(\lambda + \Delta\lambda, \phi, \sigma, t) - F(\lambda - \Delta\lambda, \phi, \sigma, t)]/(2\Delta\lambda) \\ \bar{F}^\lambda \equiv [F(\lambda + \Delta\lambda/2, \phi, \sigma, t) + F(\lambda - \Delta\lambda/2, \phi, \sigma, t)]/2 \\ F_- \equiv F(\lambda, \phi, \sigma, t - \Delta t/2) \\ F_+ \equiv F(\lambda, \phi, \sigma, t + \Delta t/2) \end{array} \right. \quad (10)$$

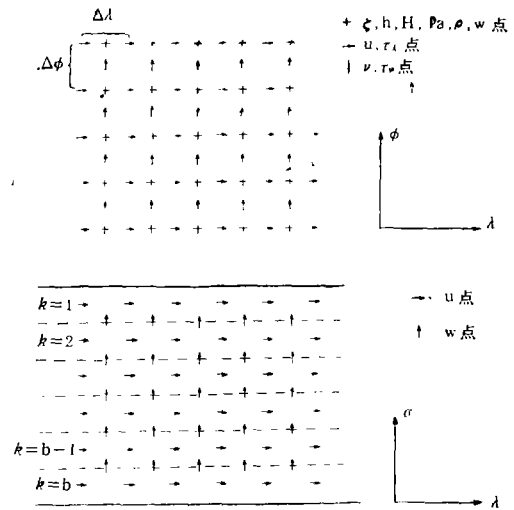


图 1 计算网格点配置图

Fig. 1 Layout of grid points

则与方程 (1)–(3) 相应的差分方程为: 于  $(i\Delta\lambda, j\Delta\phi, (n - 1/2)\Delta t)$  点, 有

$$\delta_t \zeta + \frac{1}{R \cos \phi} [\delta_\lambda (\bar{H}^\lambda U) + \delta_\phi (\bar{H}^\phi V \cos \phi)] = 0 \quad (11)$$

于  $((i + 1/2)\Delta\lambda, j\Delta\phi, n\Delta t)$  点, 有

$$\begin{aligned} \delta_t U = & -\frac{U_-}{R \cos \phi} \delta_{2\lambda} U_- - \frac{U_-^{\lambda\phi}}{R} \delta_{2\phi} U_- + \frac{U_- \bar{V}^{\lambda\phi} \operatorname{tg} \phi}{R} + f \bar{V}^{\lambda\phi} \\ & - \frac{g}{R \cos \phi} \delta_\lambda \zeta + \frac{\tau_\lambda}{\bar{H}^\lambda} - \frac{r U_-}{\bar{H}^\lambda} [U_-^2 + (\bar{V}^{\lambda\phi})^2]^{1/2} - \frac{\delta_\lambda p_\sigma}{\rho R \cos \phi} \\ & + A \left[ \frac{1}{R^2 \cos^2 \phi} \delta_\lambda (\delta_\lambda U_-) + \frac{1}{R^2 \cos \phi} \delta_\phi (\cos \phi \delta_\phi U_-) \right] \end{aligned} \quad (12)$$

于  $(i\Delta\lambda, (j + 1/2)\Delta\phi, n\Delta t)$  点, 有

$$\begin{aligned} \delta_t V = & -\frac{\bar{U}_-^{\lambda\phi}}{R \cos \phi} \delta_{2\lambda} V_- - \frac{V_-}{R} \delta_{2\phi} V_- - \frac{(\bar{U}_-^{\lambda\phi})^2 \operatorname{tg} \phi}{R} - f \bar{U}_-^{\lambda\phi} \\ & - \frac{g}{R} \delta_\phi \zeta + \frac{\tau_\phi}{\bar{H}^\phi} - \frac{r V_-}{\bar{H}^\phi} [(\bar{U}_-^{\lambda\phi})^2 + V_-^2]^{1/2} - \frac{\delta_\phi p_a}{\rho R} \\ & + A \left[ \frac{1}{R^2 \cos^2 \phi} \delta_\lambda (\delta_\lambda V_-) + \frac{1}{R^2 \cos \phi} \delta_\phi (\cos \phi \delta_\phi V_-) \right] \end{aligned} \quad (13)$$

三维计算中时间步长可取  $\Delta T = m\Delta t (m = 1, 3 \dots)$ , 与 (8), (6) 及 (7) 相应的差分方程为: 于  $(i\Delta\lambda, j\Delta\phi, (n+1/2)\Delta T)$  点, 有

$$\begin{aligned} (w'_-)_k = & (w'_-)_k + \Delta\sigma [\delta_\lambda (\bar{H}^\lambda u_-) + \delta_\phi (\bar{H}^\phi v_- \cos \phi)] / (R \cos \phi) \\ & (k = b, b-1, \dots, 1; (w'_-)_{b+1/2} = 0) \end{aligned} \quad (14)$$

$$(w^*)_k = -[\sigma (w'_-)_{1/2} - (w'_-)_{k-1/2}] / H \quad (k = 2, 3, \dots, b) \quad (15)$$

于  $((i+1/2)\Delta\lambda, j\Delta\phi, k\Delta\sigma, n\Delta T)$  点, 有

$$\begin{aligned} \delta_t u + \frac{u_-}{R \cos \phi} \delta_\lambda \bar{u}_-^\lambda + \frac{\bar{v}_-^{\lambda\phi}}{R} \delta_\phi \bar{u}_-^\lambda + \frac{\bar{w}_-^{\lambda\sigma}}{R} \delta_\sigma \bar{u}_-^\sigma - \frac{u_- \bar{v}_-^{\lambda\phi}}{R} \operatorname{tg} \phi - f \bar{v}_-^{\lambda\phi} \\ = -\frac{g}{R \cos \phi} \delta_\lambda \zeta + [\alpha \delta_\sigma (v_- \delta_\sigma u_-) + (1-\alpha) \delta_\sigma (v_- \delta_\sigma u_+)] / (\bar{H}^\lambda)^2 - \frac{\delta_\lambda p_a}{\rho R \cos \phi} \\ + A \left[ \frac{1}{R^2 \cos^2 \phi} \delta_\lambda (\delta_\lambda u_-) + \frac{1}{R^2 \cos \phi} \delta_\phi (\cos \phi \delta_\phi u_-) \right] \end{aligned} \quad (16)$$

于  $(i\Delta\lambda, (j+1/2)\Delta\phi, k\Delta\sigma, n\Delta T)$  点, 有

$$\begin{aligned} \delta_t v + \frac{\bar{u}_-^{\lambda\phi}}{R \cos \phi} \delta_\lambda \bar{v}_-^\lambda + \frac{v_-}{R} \delta_\phi \bar{v}_-^\lambda + \frac{\bar{w}_-^{\phi\sigma}}{R} \delta_\sigma \bar{v}_-^\sigma + \frac{(\bar{u}_-^{\lambda\phi})^2}{R} \operatorname{tg} \phi + f \bar{u}_-^{\lambda\phi} \\ = -\frac{g}{R} \delta_\phi \zeta + [\alpha \delta_\sigma (v_- \delta_\sigma v_-) + (1-\alpha) \delta_\sigma (v_- \delta_\sigma v_+)] / (\bar{H}^\phi)^2 - \frac{\delta_\phi p_a}{\rho R} \\ + A \left[ \frac{1}{R^2 \cos^2 \phi} \delta_\lambda (\delta_\lambda v_-) + \frac{1}{R^2 \cos \phi} \delta_\phi (\cos \phi \delta_\phi v_-) \right] \end{aligned} \quad (17)$$

当  $k=1$  时, 式 (16) 中

$$(\bar{w}_-^{\lambda\sigma} \delta_\sigma \bar{u}_-^\sigma)_{k=1} = \frac{1}{2} (\bar{w}_-^{\lambda\sigma} \delta_\sigma u_-)_{k=3/2} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} [\alpha \delta_\sigma (v_- \delta_\sigma u_-) + (1-\alpha) \delta_\sigma (v_- \delta_\sigma u_+)]_{k=1} \\ = [\bar{H}^\lambda \tau_\lambda - \alpha (v_- \delta_\sigma u_-)_{k=3/2} - (1-\alpha) (v_- \delta_\sigma u_+)_{k=3/2}] / \Delta\sigma \end{aligned} \quad (19)$$

当  $k=b$  时, 式 (16) 中

$$(\bar{w}_-^{\lambda\sigma} \delta_\sigma \bar{u}_-^\sigma)_{k=b} = \frac{1}{2} (\bar{w}_-^{\lambda\sigma} \delta_\sigma u_-)_{k=b-1/2} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} [\alpha \delta_\sigma (v_- \delta_\sigma u_-) + (1-\alpha) \delta_\sigma (v_- \delta_\sigma u_+)]_{k=b} \\ = \{ \alpha (v_- \delta_\sigma u_-)_{k=b-1/2} + (1-\alpha) (v_- \delta_\sigma u_+)_{k=b-1/2} \\ - r_i \bar{H}^\lambda u_- [u_-^2 + (\bar{v}_-^{\lambda\phi})^2]^{1/2} \} / \Delta\sigma \end{aligned} \quad (21)$$

当  $k=1$  及  $k=b$  时, 式 (17) 中对应的项可用同样的方法处理。

上述差分方程中, 可调参数  $\alpha$  决定了垂直涡动粘性项的差分格式, 当  $\alpha=1$  时, 差分

格式是显式；当  $0 \leq \alpha < 1$  时差分格式属隐式；特别是当  $0 \leq \alpha \leq 1/2$  时，对垂直方向而言是绝对稳定格式。

式 (21) 中  $r_b$  为底层摩擦系数，按混合长度理论 (Fang et al., 1983) 它由海底粗糙长度  $z_0$  决定： $r_b = \{\kappa_0 / \ln[h / (2bz_0)]\}^2$

## 2 数值模式在北部湾潮汐潮流模拟中的应用

**2.1 计算海区** 应用前述模式对北部湾的潮汐和潮流进行了数值计算，计算范围是  $16^\circ\text{N}$  以北、 $110^\circ\text{E}$  以西的海区(见图 2)。

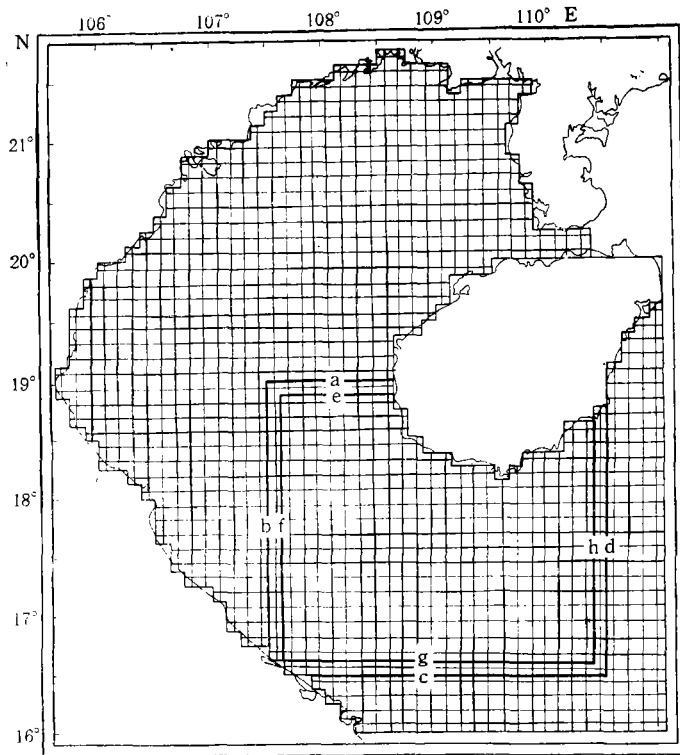


图 2 计算海区及网格

Fig. 2 Study area and computational grid

网格间距  $\Delta\lambda$ ,  $\Delta\phi$  都取  $1/8^\circ$ ，陆地边界取法向流速为零，在开边界处给定水位：

$$\zeta = H_{m1} \cos(\sigma_{m1}t - g_{m1}) + H_{M2} \cos(\sigma_{M2}t - g_{M2}),$$

其中， $H_{m1}$ ,  $\sigma_{m1}$  和  $g_{m1}$  分别代表  $m_1$  [即  $(K_1 + O_1)/2$ ] 分潮的振幅、角频率和迟角； $H_{M2}$ ,  $\sigma_{M2}$  和  $g_{M2}$  分别代表  $M_2$  分潮的振幅、角频率和迟角。

图 2 中由线段 a, b, c 和 d 及岸界构成的区域代表模型中嵌套的三维计算区域，其中由线段 e, f, g 和 h 以及岸界包围的区域为三维内点区域，a, b, c, d 和 e, f, g, h 之间为过渡带。在过渡带内，计算涉及到二维区域与三维区域的衔接问题，其算法与三维计算内点的算法有所不同。

**2.2 二维与三维计算的嵌套方法** 在嵌套数值模型中,二维与三维的计算是有机结合的。二维计算中  $\Delta t$  取 90s,三维计算中  $\Delta T = 5\Delta t$ 。对某一个时步  $\Delta T$ ,首先进行  $5\Delta t$  全域的二维计算,求得垂直平均流速  $U, V$  和水位场  $\zeta$ ,然后计算三维区域求得三维流场  $u, v$  和  $w$ 。

对于潮汐、潮流的计算,二维与三维方程中的风应力项、气压梯度力项不予考虑。 $e, f, g, h$  所围区域可由差分方程直接计算。而在过渡带中,方程中的非线性项和侧向摩擦项被略去,因为这两项涉及到  $a, b, c, d$  区域之外的点,且这些项是小项。此外,过渡带中的科氏力项也涉及到  $a, b, c, d$  区域之外的点,故用过渡带中该项流速分量的两点平均代替方程中的四点平均。

在二维计算中,底摩擦系数  $r$  取作常数 0.002,而三维计算中的海底粗糙度参数  $z_0$  取 0.1cm。

在完成这样一个时步的二维和三维计算之后,将  $a, b, c, d$  区域中的各非线性项在垂直方向的平均值代入二维方程中的非线性项,同时用由三维区域的底层速度 ( $u_b, v_b$ ) 计算出来的底摩擦力代入二维方程中的底摩擦项,以使计算结果更为准确。

为使三维区域各层流速 ( $u, v$ ) 的垂直平均值与二维模式中得到的流速 ( $U, V$ ) 保持一致,我们还对 ( $u, v$ ) 进行了订正。其具体方法是在各层流速 ( $u, v$ ) 上加一个相同的订正值 ( $\Delta u, \Delta v$ ),  $\Delta u = U - \frac{1}{b} \sum_{k=1}^b u(k)$ ,  $\Delta v = V - \frac{1}{b} \sum_{k=1}^b v(k)$ 。

到此,在  $a, b, c, d$  区域内二维和三维的嵌套计算工作完成,可进行下一个时间步的计算。

为了加快计算速度,我们还将  $a, b, c, d$  区域中的三维计算放在二维计算了一个时间段之后的  $t_0$  时刻才开始,此时三维区域流速 ( $u, v$ ) 的初始条件可由二维计算结果给出,即认为:  $u(k) = U, v(k) = V, k = 1, 2, \dots, b$ 。

**2.3 北部湾潮汐潮流数值模拟结果** 关于北部湾的潮汐、潮流,曹德明等(1990)已有较详细的叙述,方国洪(Fang, 1986)以及周朦等(1988)也给出了有关北部湾潮汐潮流的基本特征。本文的潮位及垂直平均潮流计算结果与上述已有结果无较大的区别,只是更符合实际一些,但本文进一步给出了潮流的垂直结构,其基本特征与 Fang 等(1983)的结论一致。

**2.3.1 二维计算结果** 本文收集了北部湾沿岸有代表性的 16 个验潮站由观测水位分析得到的(下面均简称为实测)潮汐调和常数,并将  $m_1$  和  $M_2$  分潮的计算结果与之作了比较,见表 1。

由表 1 可见,  $m_1$  分潮振幅和迟角的平均误差分别为 2.1cm 和  $2.2^\circ$ ;  $M_2$  分潮振幅和迟角的平均误差分别为 1.1cm 和  $3.6^\circ$ 。这个计算结果比以前作者所给出的更为准确。

$m_1$  分潮和  $M_2$  分潮最大流速(即潮流椭圆长轴)分布与 Fang (1986) 一致,潮流调和常数与海区内测流站的结果符合良好。为节省篇幅,这里仅给出  $m_1$  与  $M_2$  分潮同潮图,见图 3,其它图表从略。

**2.3.2 三维计算区域潮流的垂直结构** 本计算得出了三维计算海区内潮流的结果。这里仅给出  $m_1$  分潮潮流垂直变化特征及与实测值的比较结果。

表 1 计算和实测潮汐调和常数的对比

Tab. 1 Comparison between computed and observed tidal harmonic constants

序 号	地 点	$m_1$				$M_2$			
		H(cm)		$g(^{\circ})$		H(cm)		$g(^{\circ})$	
		实测	计算	实测	计算	实测	计算	实测	计算
1	炮台角	92	95	66	64	34	33	179	179
2	三娘湾	92	95	62	63	43	42	179	180
3	白龙尾	96	98	63	61	36	35	178	179
4	北 海	93	97	65	61	44	43	177	178
5	鸿 基	87	88	76	72	6	8	144	144
6	涠州岛	91	93	62	60	36	38	171	172
7	昏渥岛	69	67	71	72	18	22	20	34
8	乌 石	78	81	58	52	24	24	160	170
9	洋 浦	77	80	53	53	24	24	150	144
10	昌化港	69	71	47	47	16	18	98	95
11	八 所	59	60	41	38	18	20	61	62
12	红 牛	54	57	80	77	30	30	31	39
13	莺歌海	32	32	0	0	24	24	6	4
14	芙蓉角	31	29	329	329	24	24	342	341
15	峇河口	24	27	82	77	26	24	16	21
16	榆 林	30	30	303	305	22	22	315	319
平均误差		2.1		2.2		1.1		3.6	

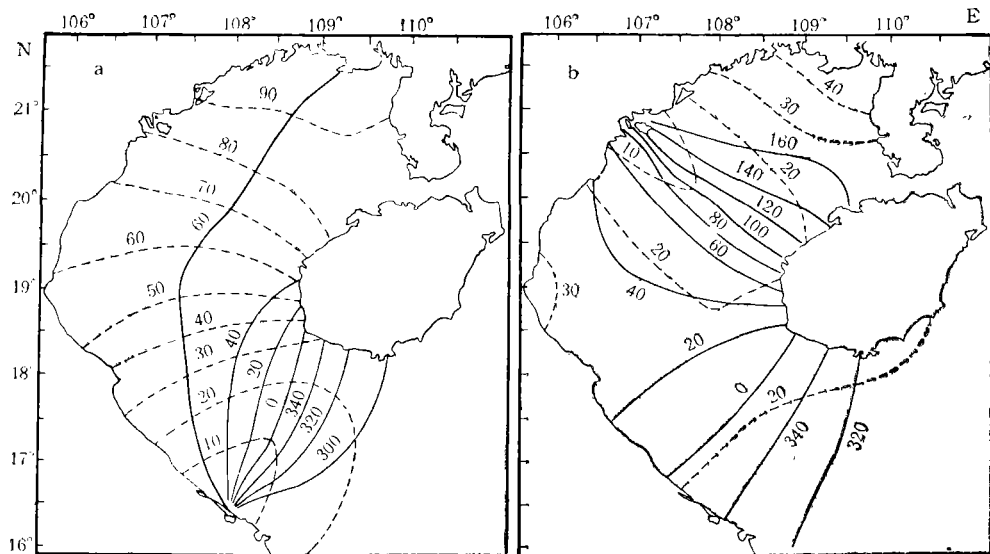


图 3 计算所得同潮图

Fig. 3 Model-produced co-tidal charts

(a)  $m_1[(O_1 + K_1)/2]$  分潮; (b)  $M_2$ 分潮。实线为等迟角线;虚线为等振幅线。

最大流速愈接近海底处愈小 以海南岛西南的某测流站为例, 计算结果与实测值的比较见表 2。

表 2  $m_1$  分潮最大流速与实测值的比较

Tab. 2 Comparison between computed and observed maximum velocities of  $m_1$  constituent

$\sigma$	0.9	0.7	0.5	0.3	0.1
计算结果 (cm/s)	51	50	48	46	41
实测值 (cm/s)	52	50	47	47	40

最大流速越往海底发生时间越早, 见表 3。计算表明, 如把第一层 ( $\sigma = 0.9$ ) 的最大流速发生时刻视为零, 则下面各层的最大流速发生时刻比第一层依次提前 0.08, 0.15, 0.23, 0.33h。

表 3  $m_1$  分潮最大流速发生时刻随垂向层次的变化

Tab. 3 Vertical variation of the peak flow time of  $m_1$  constituent

$\sigma$	0.9	0.7	0.5	0.3	0.1
计算结果 (h)	0	-0.08	-0.15	-0.23	-0.33

最大流速的流向随各层无明显变化 由于北部湾地处低纬度,  $m_1$  和  $M_2$  分潮角频率均大于  $f$ , 故最大流速所对应的流向不随垂直方向的层次而具有规律性变化, 这个结果与 Fang 等 (1983) 的结论一致。

潮流椭圆率从海面至海底不断增加 计算结果表明, 当上层潮流呈反时针旋转(左旋)时, 潮流椭圆在接近海底时会变得更圆; 当上层潮流呈顺时针旋转(右旋)时, 潮流椭圆会变得更扁, 甚至变为左旋。见表 4。

表 4  $m_1$  分潮流椭圆率与实测值的比较

Tab. 4 Comparison between computed and observed current ellipticities of  $m_1$  constituent

$\sigma$	0.9	0.7	0.5	0.3	0.1
计算结果	0.04	0.04	0.06	0.07	0.09
实测值	-0.01	0.02	0.025	0.03	0.03

### 3 结语

本文给出了一种二维和三维嵌套的水动力学数值模式, 并成功地应用于北部湾潮波模拟。这个嵌套模式的好处是只对感兴趣的海域应用三维计算, 同时又可避免因三维区域小而导致的开边界条件不易确定的问题, 这种模式在海洋工程中将有较大应用价值。

本文仅给出正压模式, 其基本方法同样可推广到斜压模式。此外, 本文在二维模式中采用了显式差分格式, 因而时间步长受到 CFL 条件限制。实际上它同样可采用隐格式或交替方向隐格式 (例如 Leendertse, 1967; Backhaus, 1985) 从而可加大二维计算中的时间步长。

### 参 考 文 献

于克俊、张法高, 1987, 渤海潮运动的三维数值计算, 海洋与湖沼, 18(3): 227—236。



- 方国洪、朱耀华, 1992, 海洋流体力学的一种三维数值模式, 物理海洋数值计算(冯士筭、孙文心主编), 河南科学技术出版社, 65—99。
- 周滕、方国洪, 1988, 二维长波方程的一个无条件稳定有限差分格式, 海洋与湖沼, 19(2): 164—172。
- 曹德明、方国洪, 1990, 北部湾潮汐和潮流的数值模拟, 海洋与湖沼, 21(2): 105—113。
- Backhaus, J. O., 1985, A three-dimensional model for the simulation of shelf sea dynamics. *Deutsche Hydrographische Zeitschrift*, 38: 165—187.
- Fang, G., 1986, Tide and tidal current charts for the marginal seas adjacent to China. *Chin. Jour. Oceanol. Limnol.*, 4(1): 1—16.
- Fang, G., and Ichiye, T., 1983, On the vertical Structure of tidal currents in a homogeneous sea. *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.*, 73(1): 65—82.
- Leendertse, J. J., 1967, Aspects of a Computational Model for Long-Period Water Wave Propagation, The Rand Corporation, RM-5294-PR, 165pp.

## A COMBINED TWO-AND-THREE DIMENSIONAL NUMERICAL HYDRODYNAMICAL MODEL WITH APPLICATION TO SIMULATION OF TIDAL MOTIONS IN THE BEIBUWAN GULF (GULF OF TONKIN)\*

Zhu Yaohua, Fang Guohong

(Institute of Oceanology, Academia Sinica, Qingdao 266071)

### ABSTRACT

To simulate the vertical structure of oceanic current in an interested area with less computer time a combined two-and three-dimensional numerical model is developed. The 3-D model covers the interested area and the 2-D model covers a larger area. The sea-surface elevation and the depth-mean current are computed from the 2-D model with an explicit scheme, thus the time step is restricted by the Courant-Friedrichs-Lewy condition. In the 3-D domain the sea-surface elevation is known and the current is obtained by solving the momentum equations using an implicit and thus unconditionally stable scheme. The nonlinear terms and the bottom stress calculated in the 3-D model are then fed back to the 2-D computation. Thus, the computations of external mode and internal mode are splitted but coupled, resulting in allowance of much larger time step in 3-D computation.

The numerical model is applied to the simulation of the tides and tidal currents in the Beibuwan Gulf (Gulf of Tonkin). The 3-D model covering an area of  $2.5^{\circ} \times 2.5^{\circ}$  to the southwest of Hainan Province is embedded in a 2-D model, which covers the whole area of the Beibuwan Gulf. The horizontal grid spacing is  $1/8$  degree and the water column in the 3-D model is divided into 5 layers. The time steps in 2-D and 3-D models are 90s and 450s, respectively.

The model produced tidal harmonics are in good agreement with the empirical ones. The model produced vertical structure of tidal current is consistent with the observed one and the basical features of both the computed and observed vertical distributions of tidal current agree with the theoretical conclusion advanced by Fang and Ichiye (1983).

**Key words** Three-dimensional model Embedding Mode-splitting technique Tide

\* Contribution No. 2028 from the Institute of Oceanology, Academia Sinica.