

斜压海洋动力学的一种三维数值模式*

II. 温度、盐度和垂直涡动粘性系数的计算

于克俊 方国洪

(中国科学院海洋研究所 青岛 266071)

提要 根据海水温度和盐度平流扩散方程给出一种数值计算方案并采用混合长度理论给出垂直涡动粘性系数的计算方法。对于温度和盐度方程,其平流过程采用了 Lax-Wendroff 格式,水平扩散采用显格式,垂直扩散采用隐格式。时间步长主要受平流过程的 Courant-Friedrichs-Lewy 条件限制。垂直涡动粘性系数计算依据 Prandtl 混合长度理论,并考虑了海水层化的抑制作用,因而其数值与流场及密度场结构有关。温度、盐度及垂直涡动粘性系数的计算与动力方程中内模态的计算同步进行。应用本模式模拟渤、黄、东海由潮流、密度流和风海流迭加而成的综合海流,得出了良好的结果。

关键词 温度和盐度方程 Lax-Wendroff 格式 垂直涡动粘性系数 混合长度理论

学科分类号 P731

为了对密度随时间变化的海洋问题进行数值研究,必须求解温度和盐度方程。本文给出一种数值模式,对温度和盐度的水平方向平流采用 Lax-Wendroff 格式 (Roache, 1972),而对垂直对流和垂直粘性项采用隐格式。实验表明,它具有良好的性能。在海洋模式中,垂直涡动粘性系数的确定十分重要。目前大多数的海洋模式中均采用一种与时间和流场结构无关的分布 (Davies, 1987)。在 Princeton 海洋模式中 (Mellor, 1993) 该系数由湍能闭合模式计算。前一种方法显然具有过多的人为性,后一种方法具有较强的物理依据,但计算量较大。本模式采用一种折衷的方法,即 Prandtl 混合长度理论。

1 温度、盐度和垂直涡动粘性系数的支配方程

温度 T 和盐度 S 由下列平流扩散方程确定:

$$\begin{aligned} \partial_t T + (R \cos \phi)^{-1} [\partial_x (uT) + \partial_\phi (vT \cos \phi)] + \partial_z (wT) \\ = \partial_z (\mu_s \partial_z S) + (R \cos \phi)^{-2} B_s [\partial_{xx} T + \cos \phi \partial_\phi (\cos \phi \partial_\phi T)] \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \partial_t S + (R \cos \phi)^{-1} [\partial_x (uS) + \partial_\phi (vS \cos \phi)] + \partial_z (wS) \\ = \partial_z (\mu_T \partial_z T) + (R \cos \phi)^{-2} B_T [\partial_{xx} S + \cos \phi \partial_\phi (\cos \phi \partial_\phi S)] \end{aligned} \quad (2)$$

* 国家自然科学基金资助项目,49136142,49576280号;国家科委资助项目,85-903-08-02号。于克俊,男,出生于1940年4月,副研究员,Fax:0086-0532-2870882

收稿日期:1996-01-16,收修改稿日期:1997-09-09

状态方程形式上可写作:

$$\rho = \rho(S, T, p) \tag{3}$$

其中, ρ 为现场海水密度; T, S 为温度和盐度; μ_T, B_T 为温度的垂直和水平扩散系数; μ_s, B_s 为盐度的垂直和水平扩散系数,其他为惯用符号。

联合国教科文组织给出的海水状态方程可达量级 10^{-6} 的精度(Gill,1982),但公式十分复杂,计算量很大。对于海流数值计算, 10^{-5} 量级的精度已足够,可以采用 Friedrich 等(1972)一个化简了的公式。

垂直涡动粘性系数 ν 还是一个不十分确定的数值。在大洋环流的计算中常常取它仅与 z 有关。在陆架海,关于 ν 的观测研究比较多。虽然有许多人仍然把它取作常数或依赖于 z 的一个简单函数,但一般认为较合理的作法是取它与流场有关。一种作法是将Prandtl的混合长度理论简单地推广到海流计算中,另一种作法是求解湍流动能方程,并引入湍流动能与 ν 值的关系(Mellor, 1993)。后一种方法原则上可以得到更合理结果。但由于需求解湍流方程,计算量比较大。这里仍采用前一方法,它是 Fang 等(1983)方法的进一步推广。

数值 ν 可看成由三部分组成:一是背景粘性系数 ν_0 ,它可以理解为由与计算流场无关的运动引起的,在计算中引入它的好处是避免出现奇异的(过小的) ν 值;第二是与海面摩擦(即风应力)有关的部分,记为 ν' ;第三是与海底摩擦有关的部分,记为 ν'' , ν 与 ν_0, ν' 及 ν'' 之间的关系写作

$$\nu = \nu_0 + \alpha(\nu'^2 + \nu''^2)^{1/2} \tag{4}$$

其中 α 反映了海水稳定度对垂向动量交换的影响。稳定度越大,对垂向湍流交换的抑制作用也越强。根据 Munk 等(1948,见 Ramming *et al*,1980); α 可取形式: $\alpha = (1 + \beta Ri)^{-m}$,其中, $\beta = 3.33$; $m = 1.5$; Ri 为 Richardson 数: $Ri = \rho^{-1}g\partial_z\rho[(\partial_z u)^2 + (\partial_z v)^2]^{-1}$ 。 ν_0 可取任意一个小量,实际计算中取 $\nu_0 = 1 \times 10^{-4}m^2/s$ 。 ν' 和 ν'' 分别与海底及海面切应力有关。根据 Fang 等(1983),有:

$$\nu' = u_{*b} l_1(z/h)^{1/2}, \nu'' = u_{*s} l_2[(h-z)/h]^{1/2} \exp[-(z/l_3)^2] \tag{5}$$

式中 h 是水深, u_{*b} 和 u_{*s} 分别为海底和海面处的摩擦速度,即, $u_{*b} = [r(u_b^2 + v_b^2)]^{1/2}$, $u_{*s} = \tau^{1/2}$ 。其中, r 为海底拖曳系数; u_b, v_b 为底层流速分量; τ 为风应力除以海水密度; l_1 和 l_2 为混合长度,可取为: $l_1 = k_0 l_0(h-z)/(l_0 + h-z)$, $l_2 = k_0 l_0 z/(l_0 + z)$,其中, k_0 是 von Karman 常数, l_0 是 l_1 和 l_2 的上限,取 $l_0 = 50m$ 。式(5)中 l_3 是海面风应力作用的特征深度,它应当随风应力增大而增大,故可取 $l_3 = \beta' u'_{*s}$ 。其中 β' 取 2 000s。

温度和盐度的扩散机制与动量扩散(即涡动粘性)类似。由于水体微团内物质比动量有较大的保守性,前者应比后者小。在这里取: $\mu_s = \mu_T, B_s = B_T$,并分别记为 μ 和 B ,且取:

$$\mu = 0.1\nu, B = 0.1A \tag{6}$$

海水和外部的热量交换可认为只发生在海面,即

$$\mu\partial_z T = -(\rho_0 C_p)^{-1}Q \equiv -\Psi, \text{于 } z = -\zeta \tag{7}$$

$$\mu \partial_z T = 0, \text{ 于 } z = -h \quad (8)$$

其中, C_p 是海水定压比热; Q 为单位时间内大气通过单位面积海面进入海洋的总热量, 由太阳辐射 Q_s , 感热通量 Q_H , 潜热通量 Q_L 和海面长波有效回辐射 Q_B 决定: $Q = Q_s - Q_H - Q_L - Q_B$.

对于区域性环流模式, 海水和外部水汽交换所引起海水盐度变化的重要性要比热量交换差得多, 这种交换同样可认为只发生在海面。于是有:

$$\mu \partial_z S = -S_s(E - P) \equiv -\Phi, \text{ 于 } z = -\zeta \quad (9)$$

$$\mu \partial_z S = 0, \text{ 于 } z = h \quad (10)$$

式中, P 和 E 是单位时间内在单位海面面积上的降水量和蒸发量; S_s 为海表处海水盐度。

2 温度和盐度的数值格式

计算网格见方国洪等(1998)图1, 图2, 温度和盐度的数值格式相同, 平流过程采用 Lax-Wendroff 格式, 垂直方向扩散采用隐格式。今以盐度方程为例说明。先考察一维平流方程:

$$\partial_t S = -u \partial_x S \quad (11)$$

首先暂且假定 u 是正的常量, 这时迎风格式可写成:

$$S_i^{m+1} = S_i^m - a(S_i^m - S_{i-1}^m) \quad (12)$$

其中, $a \equiv u \Delta T / \Delta x$, 为网格 Courant 数。该格式在 $a \leq 1$ 条件下稳定。但是其增长矩阵的本征值 $\lambda < 1$, 含有人为粘性。按 Lagrange 观点, 由方程 (11) 所确定的运输过程在 $i \Delta x$ 处, $(m+1) \Delta t$ 时刻的 S 值应等于 $i \Delta x - u \Delta t$ 处, $m \Delta t$ 时刻的 S 值。式 (12) 反映了此事实, 因而具有良好的稳定性。但它良好的稳定性是以强烈的人为粘性为代价的。O'Brien(1986)对迎风格式的人为粘性作过详细分析, 把式 (12) 改写成

$$S_i^{m+1} = S_i^m - a(S_{i+1}^m - S_{i-1}^m) / 2 + a(S_{i+1}^m + S_{i-1}^m - 2S_i^m) / 2 \quad (13)$$

迎风格的精度为 $O(\Delta T, \Delta x)$; 而式 (13) 中如将等号右边第三项略去, 则精度可提高到 $O(\Delta T, \Delta x^2)$ 。故 O'Brien 认为迎风格式的人为粘性的大小等于 $a(S_{i+1}^m + S_{i-1}^m - 2S_i^m) / 2$ 。如果考察高精度 $O(\Delta T^2, \Delta x^2)$ 的 Lax-Wendroff 格式 (Roache, 1972), 则可以发现 O'Brien 过大地估计了人为粘性值。事实上, 具有 $O(\Delta T^2, \Delta x^2)$ 精度的 Lax-Wendroff 格式具有形式:

$$S_i^{m+1} = S_i^m - a(S_{i+1}^m - S_{i-1}^m) / 2 + a^2(S_{i+1}^m + S_{i-1}^m - 2S_i^m) / 2 \quad (14)$$

比较式 (14) 与式 (13), 知迎风格式与二价精度格式相比, 增加了人为粘性 $a(1-a)(S_{i+1}^m + S_{i-1}^m - 2S_i^m) / 2$ 。已知在平流扩散方程中已经包含了扩散 (即粘性) 项。如果把方程的扩散项减小一些, 则可以抵消由于采用迎风格式而导致的人为粘性。例如对方程

$$\partial_t S = -u \partial_x S + B \partial_{xx} S \quad (15)$$

可用下列差分方程作为近似:

$$S_i^{m+1} = S_i^m - a(S_i^m - S_{i-1}^m) + \left[\frac{B \Delta T}{\Delta x^2} - \frac{a(1-a)}{2} \right] (S_{i+1}^m + S_{i-1}^m - 2S_i^m) \quad (16)$$

如果 u 不是常数, 上面各式中所用的距离 $u\Delta T$ (即 $a \cdot \Delta x$) 要用稍为复杂的公式来计算。用 u_i 表示 u_i^{m+1} , 且令 $d = a \cdot \Delta x$, 则有:

$$\begin{aligned} d &= \Delta T u_{i-1/2-a/2} = \Delta T [(1+a)u_{i-1} + (1-a)u_i] / 2 \\ &= \Delta T (u_{i-1} + u_i) / 2 + d\Delta T (u_{i-1} - u_i) / (2\Delta x) \end{aligned} \quad (17)$$

或者:
$$d = [\Delta T (u_{i-1} + u_i) / 2] / [1 - \Delta T (u_{i-1} - u_i) / (2\Delta x)] \quad (18)$$

只要条件 $a \leq 1$ 满足, 上式的分母部分不会小于零。

将上面的基本考虑应用到求解方程 (2), 给出如下的具体算法。首先令:

$$\begin{cases} E_1 = B\Delta T / (\Delta x \phi'_j)^2, & E_2 = B\Delta T / \Delta y^2 \\ \xi_k = \frac{\Delta T}{2\Delta x \phi'_j} (u_{i-1,j,k}^{m+1} + u_{i,j,k}^{m+1}) / \left[1 - \frac{\Delta T}{2\Delta y \phi'_j} (u_{i-1,j,k}^{m+1} - u_{i,j,k}^{m+1}) \right] \\ \eta_k = \frac{\Delta T}{2\Delta y} (v_{i,j-1,k}^{m+1} + v_{i,j,k}^{m+1}) / \left[1 - \frac{\Delta T}{2\Delta y} (v_{i,j-1,k}^{m+1} - v_{i,j,k}^{m+1}) \right] \end{cases} \quad (19)$$

$$\begin{cases} a_1 = \Delta T w_{i,j,2}^{m+1} / (2\Delta_1), & a_k = \Delta T (w_{i,j,k}^{m+1} + w_{i,j,k+1}^{m+1}) / [2(\Delta'_{k-1} + \Delta'_k)] \\ a_M = \Delta T w_{i,j,M}^{m+1} / (2\Delta'_{M-1}) \\ b_1 = \Delta T \mu_{i,j,2} / [\Delta'_1(\Delta_1 + \zeta_{i,j}^{m+1})], & b_k = 2\Delta T \mu_{i,j,k+1} / [\Delta'_k(\Delta'_k + \Delta'_{k-1})] \\ c_k = 2\Delta T \mu_{i,j,k} / [\Delta'_{k-1}(\Delta'_k + \Delta'_{k-1})], & c_M = \Delta T \mu_{i,j,M} / (\Delta'_{M-1}\Delta_M) \\ k = 2, \dots, M-1 \end{cases} \quad (20)$$

然后算出:

$$\begin{aligned} F'_k &= S_{i,j,k}^m - \frac{\xi_k}{2} (S_{i+1,j,k}^m - S_{i-1,j,k}^m) + \left(\frac{\xi_k^2}{2} + E_1 \right) (S_{i+1,j,k}^m + S_{i-1,j,k}^m - 2S_{i,j,k}^m) \\ &\quad - \frac{\eta_k}{2} (S_{i,j+1,k}^m - S_{i,j-1,k}^m) + \left(\frac{\eta_k^2}{2} + E_2 \right) (S_{i,j+1,k}^m + S_{i,j-1,k}^m - 2S_{i,j,k}^m) \\ &\quad k = 1, \dots, M \end{aligned} \quad (21)$$

最后求解差分方程:

$$\begin{cases} B_1 S_{i,j,1}^{m+1} + C_1 S_{i,j,2}^{m+1} & = F_1 \\ A_k S_{i,j,k-1}^{m+1} + B_k S_{i,j,k}^{m+1} + C_k S_{i,j,k+1}^{m+1} & = F_k \quad (k = 2, \dots, M-1) \\ A_M S_{i,j,M-1}^{m+1} + B_M S_{i,j,M}^{m+1} & = F_M \end{cases} \quad (22)$$

式中, M 与 (i, j) 有关, 方程系数和右端项为:

$$\begin{cases} C_1 = a_1 - b_1, & B_1 = 1 - C_1, & F_1 = F_1 + \Phi_{i,j}^{m+1} / (\Delta_1 + \zeta_{i,j}^{m+1}), \\ A_k = -a_k - c_k, & C_k = a_k - b_k, & B_k = 1 + b_k + c_k, & F_k = F'_k, \\ A_M = -a_M - c_M, & B_M = 1 - A_M, & F_M = F_M \end{cases} \quad (23)$$

式(23)中, Φ^{m+1} 对应时间与 u^{m+1} 一样。式(22)可用追赶法求解。关于温度 T 的解法完全一样,只是海面通量 Φ 改 Ψ 。

算出 S 和 T 之后,按式(3)计算 ρ 。然后,对每个 (i, j) 点各层的 ρ_k 值作比较,若 $\rho_{k+1} \geq \rho_k (k = 1, 2, \dots, M-1)$ 则进行下一个比较。若对某一个 k , 有 $\rho_{k+1} < \rho_k$, 则取:

$T_{k+1}^* = T_k^* = [(\Delta_k + \theta_k \zeta) T_k + \Delta_{k+1} T_{k+1}] / (\Delta_k + \theta_k \zeta + \Delta_{k+1})$; $S_{k+1}^* = S_k^* = [(\Delta_k + \theta_k \zeta) S_k + \Delta_{k+1} S_{k+1}] / (\Delta_k + \theta_k \zeta + \Delta_{k+1})$, 代替原来的 T_{k+1} , T_k , S_{k+1} 和 S_k , 并算出新的 ρ_{k+1} 和 ρ_k 。进行此替换后,重新从 $k = 1$ 开始到 $k = M-1$ 作相同的比较。如仍有 $\rho_{k+1} < \rho_k$, 则再重复上面的过程; 如不出现此现象,则认为这一点密度的垂直分布合理。

3 垂直涡动粘性的计算

v 值由 u^{m+1} , v^{m+1} 和 ρ^{m+1} 计算。为简单,上标“ $m+1$ ”均略去。 v 值在 $U_{i,j}$, $V_{i,j}$ 点均计算,但是垂向位置与 u, v 点不同,而与 w 点相同,故 v_k 对应的 z_k 值为: $z_1 = 0, z_2 = \Delta_1, \dots, z_k = \sum_{k'=1}^{k-1} \Delta_{k'}$ 。

首先计算海底和海面摩擦速度:

$$u_{*b} = \begin{cases} r^{1/2} [u_{i,j,Kx}^2 + (v_{i,j,Kx}^*)^2]^{1/2}, & \text{对 } U_{i,j} \text{ 点} \\ r^{1/2} [(u_{i,j,Ky}^*)^2 + v_{i,j,Ky}^2]^{1/2}, & \text{对 } V_{i,j} \text{ 点} \end{cases} \quad (24)$$

$$u_{*s} = \begin{cases} [(\tau_{i,j} + \tau_{i+1,j}) / 2]^{1/2}, & \text{对 } U_{i,j} \text{ 点} \\ [(\tau_{i,j} + \tau_{i,j+1}) / 2]^{1/2}, & \text{对 } V_{i,j} \text{ 点} \end{cases} \quad (25)$$

然后对 $U_{i,j}$ 点计算:

$$v'_{i,j,k} = u_{*b} l_1 (z_k / hx_{i,j})^{1/2} \quad (26)$$

$$v''_{i,j,k} = u_{*s} l_2 [(hx_{i,j} - z_k) / hx_{i,j}]^{1/2} \exp(1 - z_k^2 / l_3^2) \quad (27)$$

其中, l_1, l_2, l_3 见前。 $V_{i,j}$ 点的算法一样,只是将 h_x 换作 h_y 。

假定 $z = 0$ 处, $\partial \rho / \partial z = 0$, 则 Richardson 数可用下列式子计算:

$$Ri_{i,j,1} = 0$$

$$Ri_{i,j,k} = \begin{cases} \frac{g(\rho_{i,j,k} + \rho_{i+1,j,k} - \rho_{i,j,k-1} - \rho_{i+1,j,k-1}) \Delta_{k-1}}{2\rho_0 [(u_{i,j,k} - u_{i,j,k-1})^2 + (v_{i,j,k}^* - v_{i,j,k-1}^*)^2]}, & \text{对 } U_{i,j} \text{ 点} \\ \frac{g(\rho_{i,j,k} + \rho_{i+1,j,k} - \rho_{i,j,k-1} - \rho_{i+1,j,k-1}) \Delta_{k-1}}{2\rho_0 [(u_{i,j,k}^* - u_{i,j,k-1}^*)^2 + (v_{i,j,k} - v_{i,j,k-1})^2]}, & \text{对 } V_{i,j} \text{ 点} \end{cases} \quad (28)$$

将式(26)一(28)结果代入式(4)即得 v 值。

完成了上面计算之后,便是完成了一个 ΔT 时间步,亦即 q 个 Δt 时间步的计算。对下个 ΔT 或 q 个 Δt 的计算可从本文 13.1(方国洪等,1998)重新开始。

4 在渤、黄、东海海流数值模拟中的应用

本文所提出的模式曾应用于渤、黄、东海潮波和环流的数值模拟。由于受篇幅限制,这里只给出二幅在潮波、风和密度共同作用下的流场分布。

在渤、黄、东海模式中,水平网格距离为 $15' \times 15'$,垂直分 15 层,即 $\Delta_k(k = 1,2,\dots,15) = 10, 10, 10, 10, 20, 20, 20, 40, 60, 100, 200, 500, 500, 500, 1\ 000\text{m}$ 。开边界处水位为事先给定值,其中振幅部分由潮汐调和常数预报给出,平均水位部分通过调整得出,使得入流和出流流量与观测一致。海区每月海水密度场通过对温、盐度的历史资料施行客观分析得到,客观分析中采用了最优插值法。风应力场根据 Hellerman 等(1983)结果。

为了检验模式的性能,本文计算了若干代表时刻的海流流场(图 1),其中风和密度场采用了多年平均值,潮流考虑了全日 [以 $(1/2)(K_1 + O_1)$ 代表] 和半日 (以 M_2 为代表) 分潮。由计算所得流场可见,整个陆架区为潮流所控制,东南深海区则受黑潮控制,黑潮外侧有回流存在。因而模式合理地再现了流场结构。

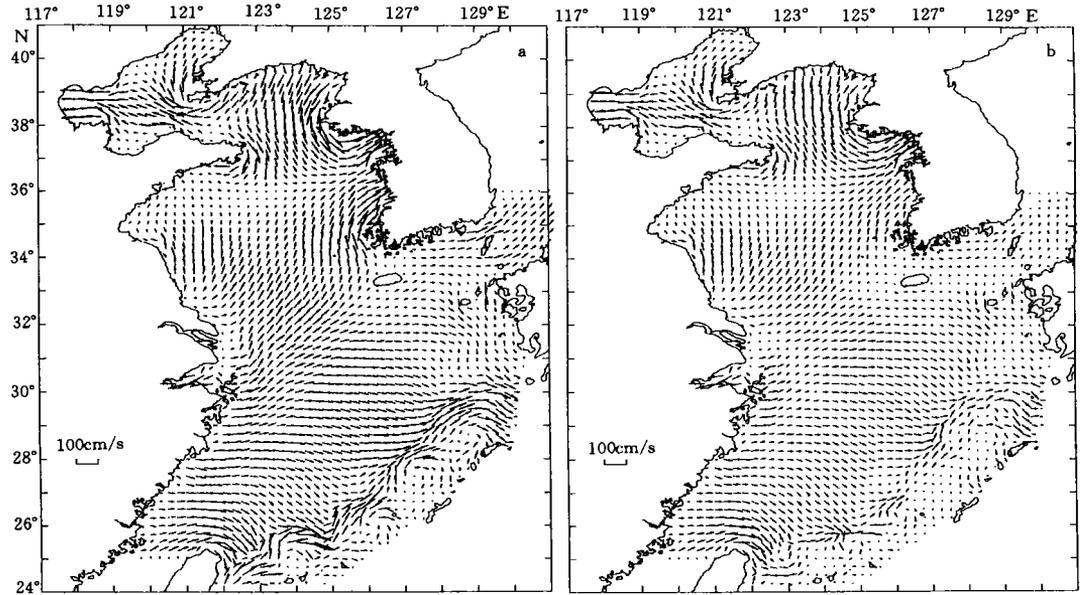


图 1 8 月份 0 太阴时表层 (a) 和底层 (b) 模式计算所得海流图

Fig.1 Model-produced surface (a) and bottom (b) current fields, 0 lunar hour, August

5 结语

本数值模式对温、盐度平流扩散方程数值积分采用了 Lax-Wendroff 格式,其稳定性条件与迎风格式相同,但避免了人为粘性。同时,由于模式采用了 z 坐标,网格的水平面与实际海洋中等密面的夹角较小,因而与 σ 坐标相比,其跨等密面的数值混合效应较弱,因而有利于较好地模拟实际海洋的动力-热力过程。

数值模式对垂向涡动粘性采用了 Prandtl 的混合长度理论,在不引入显著计算量的条

件下;可以给出较符合实际的垂直涡动粘性系数。

将本模式初步应用于渤、黄、东海综合海流的数值模拟,所得流场分布合理,显示了模式的有效性。

致谢 计算、绘图和打字工作得到魏泽勋、王新怡和杜涛协助,谨志谢忱。

参 考 文 献

- 方国洪 于克俊, 1998. 斜压海洋动力学的一种三维数值模式 I. 动力学方程数值格式. 海洋与湖沼, 29(3): 232—240
- Davies A M, 1987. Three-dimensional numerical model of semidiurnal tides on the European continental shelf *In* Advanced Physical Oceanographic Numerical Modelling (ed. O'Brien J J). Dordrecht: D Reidel Publishing Company. 373—390
- Fang G, Ichiye T, 1983. On the vertical structure of tidal currents in a homogeneous sea. *Geophys. J.R.Astr. Soc.*, 73:65—82
- Friedrich H, Levitus S, 1972. An approximation to the equation of state for sea, water, suitable for numerical ocean models. *J Phys Oceanogr*, 2:514—517
- Gill A E, 1982. *Atmosphere-Ocean Dynamics*, London: Academic Press. 416pp.
- Hellerman, S, Rosenstein M, 1983. Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates. *J Phys Oceanogr*, 13:1 093—1 104
- Mellor G L, 1993. *User's Guide for a Three-Dimensional, Primitive Equation Numerical Ocean Model*. Princeton: Princeton Univ. 35pp.
- O'Brien J J, 1986. The hyperbolic problem, *In* Advanced Physical Oceanographic Numerical Modelling (ed. O'Brien J J), Dordrecht: D Reidel Publishing Company. 165—186
- Ramming H-G, Kowalik Z, 1980. *Numerical Modelling of Marine Hydrodynamics*. Amsterdam: Elsevier, 368pp.
- Roache P L, 1972. *Computational Fluid Dynamics*. Albuquerque: Hermosa Publishers. 416pp.

A THREE-DIMENSIONAL NUMERICAL MODEL FOR BAROCLINIC OCEAN DYNAMICS

II. COMPUTATIONS OF TEMPERATURE, SALINITY AND VERTICAL EDDY VISCOSITY

YU Ke-jun, FANG Guo-hong

(*Institute of Oceanology, The Chinese Academy of Sciences, Qingdao, 266071*)

Abstract A numerical scheme for solving water temperature and salinity equations and a method for computing vertical eddy viscosity are presented. The advection processes of temperature and salinity are calculated prognostically with the Lax-Wendroff scheme and the vertical and lateral

diffusions are calculated with implicit and explicit schemes respectively. The time step is mainly restricted by the Courant–Friedrichs–Lewy condition for advection processes. The coefficient of the vertical eddy viscosity is calculated based on Prandtl’s mixing length theory with suppressive effect from sea water stratification considered, and thus varies with variation of the structures of flow and density fields. The temperature, salinity and vertical eddy viscosity are calculated at the same steps as the calculations of the internal modes of velocities.

As a preliminary application, a numerical model of the Bohai, Yellow and East China Seas was established. The model grid resolution is $15' \times 15'$ with 15 levels in the vertical. The monthly resultant currents driven by tide, wind and density are computed diagnostically. The water levels along the open boundaries are specified a priori. Their oscillating part is predicted from the tidal harmonic constants. The mean water level part is adjusted so as to produce appropriate mean inflow / outflow volume transports. The monthly water density fields are created by objectively analyzing the recorded temperature and salinity data. The optimal interpolation technique is used in the objective analysis. The Hellerman–Rosenstein’s (1983) monthly wind stress fields are imposed on the sea surface. The present paper shows a part of the computed current fields. It can be observed that the currents on the shelf are governed by tides and those in the southeastern East China Sea are controlled by the Kuroshio. Counter currents appear to the southeast of the Kuroshio.

Key words Temperature and salinity equations Lax–Wendroff scheme Vertical eddy viscosity Mixing length theory

Subject classification number P731

1
主