

# 太平洋大尺度环流数值模拟\*

## I: 数学模式及其性能

张荣华 曾庆存 张学洪

(LASG, 中国科学院大气物理研究所)

### 提 要

本工作基于曾庆存的海洋环流模式设计思想和大气物理研究所海洋环流模式(IAP OGCM)基本动力框架,设计并实现了四层太平洋环流模式;同时引进稳定有效的时间积分方案和海表热通量参数化方法,对太平洋大尺度环流进行了较为系统的数值模拟。

本文首先导出消除“刚盖”近似、扣除海洋标准层结、保持总有效能量守恒的OGCM基本方程组;给出空间差分格式和时间积分方案,引入海表热通量计算方法;然后,在太平洋区域对所设计的四层OGCM的一些模式性能进行了分析、表明,时间积分方案采用基于“灵活性系数”技术的加速收敛方法和适应过程中流场正压斜压进一步分解算法,同时采取一些技术处理,可确保模式稳定而有效地进行长时间数值积分。有效能量分析表明,与海面起伏相联系的有效表面位能是总有效能量的重要组成部分,它与动能同量级甚至更大些,因此在OGCM中须考虑有效表面位能与其它能量间的转换机制,这在物理上更加合理,而采用“刚盖”近似则是不合理的;同时,扣除海洋标准层结,缩小了位能与动能之间的量级差别,有利于长期数值积分的稳定进行。此外,这个模式能直接计算海面起伏和分析有效能量,使得表面流场和上层海洋热通率的模拟比已有文献的结果有明显的改进。除模式设计外,本部分只给出模式的基本性能,系统的模拟结果将在第II, III两部分发表。

**关键词:** OGCM; “刚盖”近似; 标准层结; 有效表面位能; 总有效能量; 模式性能。

### 一、引 言

海洋是气候系统的重要组成部分,其巨大的热含量、热输送和占70%的地表覆盖面,调节着各种时间尺度气候的形成、维持和变化;另一方面,海洋又是人类环境的组成部分,随着海洋资源开发和各项海上建设工程的发展,越来越迫切需要摸清和掌握海水运动规律,这样,海洋环流的数值模拟和预报研究就显得越来越重要了。一方面它可以加深对大洋环流规律性的认识,检验各种理论研究成果和各种科学猜测的可靠性;同时,又可弥补海洋资料之不足,提供海洋环境预报服务。因此,具有重要的科学意义和实用价值。

海洋环流数值模拟最早可追溯至 Munk<sup>[1]</sup>和Sarkisyan<sup>[2]</sup>用二维无辐散均质流体模型所进行的工作,其后随着计算技术和地球流体力学的发展, Sarksyan<sup>[3]</sup>和Bryan<sup>[4]</sup>

1990年3月7日收到, 1991年1月30日收到再改稿。

\* 中国科学院重大基础研究和国家自然科学基金资助项目。

设计并实现了三维非定常海洋环流模式,近几十年来,随着海洋在气候及其异常中重要性认识的不断加深和合理开发利用海洋资源的迫切性,海洋环流数值模拟工作得到迅速发展<sup>[5-12]</sup>,并将其广泛应用于海洋环流动力学、气候过程和气候预测、长期天气预报等科学研究和社会服务之中。

值得指出,目前国际上广泛使用的大尺度海洋环流模式都源于 Bryan<sup>[14]</sup>的工作,这类模式的主要特点是采用“刚盖”近似,滤去了表面重力波,这样便于数值计算,但同时也引入了某些不合理性。首先,这一近似实质上就是早期数值天气预报中所采用的整层无辐散假定,气象学家在实践和尺度理论分析中已指出,这一假定可造成超长波不合理的系统性后退,故在如今的数值天气预报中已被消除。曾庆存等<sup>[11]</sup>指出,由于海洋较小的 Rossby 变形半径和海水运动巨大的经圈度,海洋中的大涡旋和波长较长的波属于超长波范畴,因此,采用无辐散近似的运动方程会歪曲对它们结构及传播特性的描述。其次,曾庆存<sup>[13]</sup>早已指出,采用整层无辐散近似的运动方程消除了“有效表面位能”,歪曲了能量转换和能量循环;另一方面,虽然世界海洋海面起伏为米量级,但因海水密度大、流速小,不难验证与全球海面起伏相联系的有效表面位能与动能同量级,而动能贡献主要来自流速较大的表层洋流,因此,这一近似可造成表层洋流模拟误差。值得一提的是,在目前大尺度海洋环流模拟中一个带普遍性的问题是模拟得到的表层洋流 Ekman 漂流作用偏强。此外, Gates<sup>[14]</sup>数值试验表明,在海洋西边界,“刚盖”近似可改变低价 Rossby 波传播能量的群速度,因而造成边界地区能量入射、反射和堆积等物理过程描述的不合理性。

基于上述分析,曾庆存<sup>[13]</sup>解除了海洋模式中所采用的“刚盖”近似,把海表面作为自由面来处理,引入海面起伏作为直接计算变量, Crowley<sup>[16]</sup>也曾提出过这样的模式,但因方法不同,只给出了正压计算的结果;张学洪和梁信忠<sup>[10]</sup>把曾庆存工作稍作简化,在我国首次完成了全球海洋环流模式的设计,并采用基于“灵活性系数”技术的加速收敛法进行了全球海洋环流年平均态的数值模拟;张荣华等<sup>[17]</sup>在这些工作的基础上,在模式设计及数值求解方法上进行了多方面的改进和探讨,如引入海表热通量计算方法和设计稳定有效的时间积分方案等,同时考虑到我国东临太平洋,其环流异常对我国的天气气候有重要影响及国内计算机条件的限制,选择太平洋区域并对其环流进行了较为系统的数值模拟。

由于曾庆存的工作只是摘要发表<sup>[13]</sup>,本文先给出消除“刚盖”近似,扣除海洋标准层结,保持总有效能量守恒的 OGCM 基本方程组以及空间差分格式和时间积分方案;并引入海表热通量参数化方法。然后,在太平洋区域对时间积分方案的稳定性和有效性、有效能量以及模式模拟能力等模式性能进行分析,在第 II、III 部分则详细讨论用此模式所得的模拟结果。以下统称以曾庆存工作<sup>[13]</sup>为基础设计出来的大洋环流模式为 IAP OGCM。

## 二、海洋环流模式基本方程组及其数值求解

取球面上原点位于球心的  $(\theta, \lambda, z, t)$  坐标系,在 (i) 薄层近似; (ii) 海水满足静力平衡; (iii) 海水为不可压缩; (iv) 海水满足 Boussinesq 近似; (v) 因海洋流速很小,可忽

略科里奥利力项中的曲率项等简化假定下的斜压原始方程组为(先忽略摩擦耗散项和源汇项):

$$\begin{cases} \frac{d\bar{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho_m} \nabla p - f^* \bar{k} \times \bar{v}, \\ \frac{dp}{dt} = 0, \\ \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{a \sin \theta} \left( \frac{\partial v \sin \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u}{\partial \lambda} \right) = 0, \\ \rho \approx \rho_0 [1 - \alpha_T (T - T_0)], \\ \frac{\partial \rho}{\partial z} = -\rho g, \end{cases} \quad (1)$$

式中  $\theta$  为余纬( $\theta$  方向自北向南的洋流定义为正);  $f^* = f + v_\lambda \operatorname{ctg} \theta / a$ ,  $f = 2\Omega \cos \theta$  为科里奥利参数;  $\rho_m$ ,  $\rho_0$  和  $T_0$  分别为海水的平均密度、参考密度和参考温度;  $\alpha_T$  为海水热膨胀系数. 方程(1)通过水压梯度力和浮力做功, 动能和位能之间相互转换而保持总能量守恒. 另外, 还有密度守恒和质量守恒. 这组方程是目前广泛使用的大尺度斜压海洋环流模式的基本方程组.

应该指出, 上述方程组中  $\rho$  只依赖于  $T$ , 忽略了盐度的影响, 只能说是一个近似. 在讨论深海温盐环流时是有问题的, 不过在本工作范围内, 我们为了简单起见, 取此近似大体上还是可以的.

## 1. 基本方程组

曾庆存(1983)<sup>[15]</sup>考虑到海洋具有明显的层结, 于是引入一种静止的标准海洋  $\bar{p}(z)$ ,  $\bar{\rho}(z)$ ,  $\bar{T}(z)$ , 它们满足静力平衡关系, 将海水压力, 密度和温度按下式表示为标准海洋和相对于其偏差部分:

$$\begin{cases} p = \bar{p}(z) + \rho_m \cdot p', \\ \rho = \bar{\rho}(z) + \bar{\rho}(z) \cdot \rho', \\ T = \bar{T}(z) + \frac{\bar{\rho}(z)}{\rho_m} \cdot T', \end{cases} \quad (2)$$

注意: 这里  $p'$ ,  $\rho'$  的量纲与压强, 密度不同, 这时可得扰动形式的方程组:

$$\begin{cases} \frac{d\bar{v}}{dt} = -\nabla p' - f^* \bar{k} \times \bar{v}, \\ \frac{dp'}{dt} = \frac{N_p^2}{g} (1 + \delta \cdot \rho') w, \\ \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{a \sin \theta} \left( \frac{\partial v \sin \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial u}{\partial \lambda} \right) = 0, \\ \frac{\partial p'}{\partial z} = -g\rho', \\ \rho' = \alpha_p \cdot T', \end{cases} \quad (3)$$

其中  $N_p^2 = -\frac{g}{\bar{\rho}} \frac{d\bar{\rho}}{dz}$  为标准海洋的 Brunt-Väisälä 频率的平方;  $\alpha_p = -\frac{\rho_0 \alpha_T}{\rho_m}$ ;  $\delta=0$  或 1 是一个示踪因子, 取  $\delta=0$  相当于忽略热力学方程中右边项即取标准层结近似。

引入归一化垂直座标  $\sigma = (z - z_0)/(h_s + z_0)$  (这里  $z$  是从静止海平面算起的高度坐标) 和下列变量替换:

$$\begin{aligned} \Phi &= \sqrt{g(h_s + z_0)}, & H_0 &= gz_0, & U &= \Phi u, \\ V &= \Phi v, & W &= \Phi \sigma', & \Pi &= \alpha_p \cdot \frac{\Phi g}{N_{p0}} \cdot T', \end{aligned}$$

其中  $N_{p0}$  为  $N_p$  的平均值 (常数), 于是以  $U, V, \Pi, H_0$  为变量的方程组变为 (已引入摩擦耗散项和源汇项):

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} &= - \sum_{m=1}^3 \alpha_{1,m} \cdot L_m(U) - \beta_1 \cdot P_\lambda^{(1)} - \beta_{2,1} \cdot P_\lambda^{(2)} - \gamma f' V + \varepsilon_1 \cdot \Phi (F_u + G_u), \\ \frac{\partial V}{\partial t} &= - \sum_{m=1}^3 \alpha_{2,m} \cdot L_m(V) - \beta_1 \cdot P_\theta^{(1)} - \beta_{2,2} \cdot P_\theta^{(2)} - \gamma f' U + \varepsilon_2 \cdot \Phi (F_v + G_v), \\ \frac{\partial \Pi}{\partial t} &= - \sum_{m=1}^3 \alpha_{3,m} \cdot L_m(\Pi) - \left( 1 + \delta \cdot \frac{N_{p0}}{g} \cdot \frac{\Pi}{\Phi} \right) (\Omega^{(1)} + \beta_{2,1} \cdot \Omega_\lambda^{(2)} + \beta_{2,2} \cdot \Omega_\theta^{(2)}) \\ &\quad + \varepsilon_3 \cdot \Phi \frac{g \alpha_p}{N_{p0}} (F_T + G_T + \delta_\sigma T), \\ \frac{\partial H_0}{\partial t} + \beta_1 \cdot D_2(\Phi) + \frac{\partial \Phi W}{\partial \sigma} &= 0, \\ \frac{\partial p'}{\partial \sigma} &= - \frac{N_{p0} \Phi}{g} \Pi, \end{aligned} \right. \quad (4)$$

其中  $h_s$  为用水深表示的海底地形,  $z_0$  为海平面起伏,  $\alpha, \beta, \gamma$  和  $\lambda$  为所谓的“灵活性系数”,  $\delta_\sigma T$  为对流调整项; 同时, 为了区分具有不同物理意义的项, 并便于构造差分格式, 已引进一些微分记号 (详见附录)。

上述方程的边界条件有:

上下界面边界条件:

$$\sigma=0, \left\{ \begin{aligned} W &= 0, \\ p' &= \frac{p'_a}{\rho_m} + H_0, \\ \frac{g \rho_m A_k}{\Phi^2} \left( \frac{\partial u}{\partial \sigma}, \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right) &= (\tau_x^s, \tau_y^s), \\ \frac{g \rho_m C_p A_k}{\Phi^2} \frac{\partial T}{\partial \sigma} &= Q, \end{aligned} \right. \quad (5a)$$

$$\sigma=-1, \left\{ \begin{aligned} W &= 0, \\ \frac{g \rho_m A_k}{\Phi^2} \left( \frac{\partial u}{\partial \sigma}, \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right) &= (\tau_b^x, \tau_b^y), \\ \frac{g \rho_m C_p A_k}{\Phi^2} \frac{\partial T}{\partial \sigma} &= 0. \end{aligned} \right. \quad (5b)$$

水平侧边界条件(沿海岸线):

$$\begin{cases} u=v=0, \\ \frac{\partial T}{\partial n}=0, \end{cases} \quad (5c)$$

式中  $C_p$  为海水定压比热;  $(\tau^x, \tau^y)$  为海表面风应力两个分量;  $Q$  为海表热通量(其计算将在下面详述);  $(\tau_\delta^x, \tau_\delta^y)$  为海底应力项(暂取为 0);  $p_a$  为海表面大气扰动压力场;  $n$  为垂直于边界的法向分量. 为简单起见, 本工作中暂取海岸是垂直陡峭的.

## 2. 微分方程组的整体性质

### (1) 总质量守恒

$$\int_{-1}^0 \iint_s D_2(\Phi) ds d\sigma = 0 \quad \text{或} \quad \iint_s H_0 ds = 0, \quad (6a)$$

其中  $ds = a^2 \sin \theta d\lambda d\theta$  为面积元;  $dv = ds d\sigma$  为体积元.

### (2) 反对称算子 $L_m$

$$\int_{-1}^0 \iint_s F \cdot L_m(F) ds d\sigma = 0 \quad (F = U, V, \Pi; m = 1, 2, 3) \quad (6b)$$

### (3) 能量转换关系和总有效能量守恒

$$(i) \quad -U \cdot P_\lambda^{(2)} - V \cdot P_\theta^{(2)} + \Pi_e \cdot (\Omega_\lambda^{(2)} + \Omega_\theta^{(2)}) = 0, \quad (6c)$$

其物理意义是: 与海底地形有关的水压梯度力做功等于动能和有效位能之间的转换;

$$(ii) \quad \int_{-1}^0 \iint_s [-U \cdot P_\lambda^{(1)} - V \cdot P_\theta^{(1)} + \Pi_e \cdot \Omega^{(1)}] ds d\sigma = -\frac{\partial}{\partial t} \iint_s \frac{H_0^2}{2} ds, \quad (6d)$$

其物理意义是: 浮力做功一部分等于有效位能与有效表面位能之间的转换, 另一部分等于有效位能与动能之间的转换.

基于上述有效能量转换关系, 我们可得总有效能量方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \iint_s \left\{ \int_{-1}^0 \left[ \frac{U^2 + V^2}{2} + \frac{\Pi_e^2}{2} \right] d\sigma + \frac{H_0^2}{2} \right\} ds \\ &= \delta \iint_s \int_{-1}^0 \Pi_e^2 \frac{N_p}{g} \left[ W\Phi + (1 + \sigma) \frac{\partial H_0}{\partial t} + 2\sigma U \frac{\partial \Phi}{a \sin \theta \partial \lambda} + 2\sigma V \frac{\partial \Phi}{a \partial \lambda} \right] ds d\sigma \\ &+ \text{摩擦耗散项} \end{aligned}$$

其中  $(U^2 + V^2)/2$ ,  $\Pi_e^2/2$ ,  $H_0^2/2$  分别为动能、有效位能和有效表面位能密度,  $\Pi_e = \Pi(N_{p0}/N_p)$ ; 当取  $\delta = 0$  并忽略摩擦耗散项时, 上式右端为零, 即总有效能量守恒.

值得指出, 在海洋模式中, 总位能比动能要大三个数量级, 因此, 位能的微小变化甚至可以使动能有量级上的差别, 但事实上这并不出现, 而只有与动能同量级的很小一部分可以转变为动能, 这就是有效位能, 若在方程中扣除海洋标准层结, 取标准层结近似, 那么可以清楚地看到, 通过水压梯度力和有效浮力做功, 正好是有效位能、有效表面位

能、动能之间可以转换,而与标准层结相对应的那部分位能将不参与各能量之间的转换,从而得到总有效能量守恒。由此可见引入标准层结并进行扣除的优越之处。目前国外所采用的大尺度海洋环流模式,虽然采用 Boussinesq 近似,扣除了静力场部分,海洋压力场和密度场也以扰动形式出现于方程中,但因未扣除标准层结部分,最终得到的方程组仍只是总能量守恒,其能量转换是在总位能和动能之间进行的,分不出有效部分与不参加转换部分。从计算角度来说,在总有效能量守恒的情况下,缩小了动能和位能之间的量级差别,这可能是一个更强的约束条件,对于长时间稳定积分是有利的。

### 3. 空间差分格式和时间积分方案

#### (1) 空间差分格式

上面给出的微分方程组可用有限差分法数值求解,空间差分格式采用 C-网格(详见文献[18]),这一格式,张学洪、袁重光、梁信忠、包宁等<sup>[19-20]</sup>用线性 RH 波和非线性 RH 波进行了大量的检验和对比试验,表明该格式具有足够的计算精度和良好的性能,不仅能保证微分方程组的整体性质,而且能保证有效能量各部分之间有正确的转换关系,特别当取  $\delta=0$  和不考虑摩擦源汇项时,差分方程也满足有效能量守恒,方程组(4)中各项有限差分格式的具体表达式详见文献[17]。

#### (2) 时间积分方案

如 Bryan<sup>[21]</sup>所指出的,由于海洋和大气之间的差别,直接仿照大气模式中惯用的时间积分方法于海洋环流数值模拟中是极不经济和有效的,而且在我们的 OGCM 中,未引入“刚盖”近似,保留了表面重力波。为此,我们基于“灵活性系数”技术,设计了一些稳定而有效的大尺度斜压海洋环流模式时间积分方案,下面简要地给出所采用的加速收敛算法和适应过程中流场正斜压进一步分解算法,其详细论述参阅文献[17]。

##### (a) 灵活性系数

在方程(4)中我们已引入了“灵活性系数” $\alpha, \beta, \gamma, \varepsilon$ ,这些系数是区分不同时间尺度物理过程的示踪因子,例如,带  $\beta$  项表示模式中与表面重力波相联系的最快过程。一般来说,这些系数都应 1。但在某些情况下,所有或其中某些值可改变,以便进行经验校正,而又不破坏能量转换和总有效能量守恒;而且在作时间积分时,赋以不同的数值,可方便地得到加速收敛算法和时间分解积分方案。

##### (b) 加速收敛算法<sup>[10]</sup>

在时间积分过程中,海洋模式向其定常态收敛。今若赋以方程(4)中灵活性系数不同的数值,就可以修正系统的时间尺度,改变模式的自然频谱范围,加速收敛过程。如取  $\beta, \gamma$  为小于 1 的值,那么可使频谱向低频端压缩,重力惯性波和 Rossby 波波速被减小,数值积分的时间步长可以加大。

##### (c) 适应过程中流场正斜压进一步分解算法

交替赋以方程(4)中灵活性系数为 0 或 1,则可将方程分解为适应过程、平流过程和摩擦过程,可用不同的时间步长或积分法分别求解,以提高计算效率,但其效果并不明显。原因是适应过程是几个复杂方程联立求解,并且用表面重力波所约束的稳定性判据来确定其时间步长之故。为此,在文献[17]中,基于物理和数学上的考虑,进一步把适应过程分解为与表面重力波相联系的正压部分和与密度不均匀分布相联系的斜压部分,

于是可用不同的时间步长或积分法更有效地求解。

#### 4. 海洋表面热通量参数化方法

进行大气环流或海洋环流数值模拟, 海洋 - 大气耦合模式数值模拟, 都要确定海洋表面热通量, 其计算精度直接影响海表温度场, 进而影响其他变量场, 因此, 这是一个非常重要的问题。Haney<sup>[23]</sup> 根据海表面热量平衡关系, 给出海洋环流数值模式中海表热通量计算方法, 并在以后的斜压海洋环流数值模拟中得到应用, 如 Haney<sup>[23]</sup>, Han<sup>[18]</sup> 等。在本工作中, 我们也引用这一参数化方法 (其详细推导见附录), 这时公式 (5a) 中的海表面热通量 ( $Q$ ) 可表示为

$$Q = D(T_A - T_S), \quad (7)$$

其中  $T_A = T_a + Q_1/D$  称为折合大气温度,  $Q_1$  和  $D$  为依赖于海表气象要素和辐射参数的常数。

### 三、四层太平洋环流模式时间积分过程

我们用上面给出的 OGCM, 在给定的大气强迫场作用下对太平洋大尺度环流进行了较为系统的数值模拟, 本节对海洋标准层结分布、模式区域和结构、模式参量以及时间积分过程作一简要描述。

#### 1. 标准层结分布

图 1 是所用的标准层结  $\bar{T}$ 、 $\bar{\rho}$  和  $N_p$  的垂直分布 (资料取自文献 [24])。由密度垂直廓线可见, 除了较薄的表面混合层外, 密度随深度增加, 因此总是重力稳定的, 稳定层结的一个重要结果是抑制垂直方向的运动, 利于准水平大尺度运动。另外, 由  $\bar{T}$  和  $\bar{\rho}$  垂

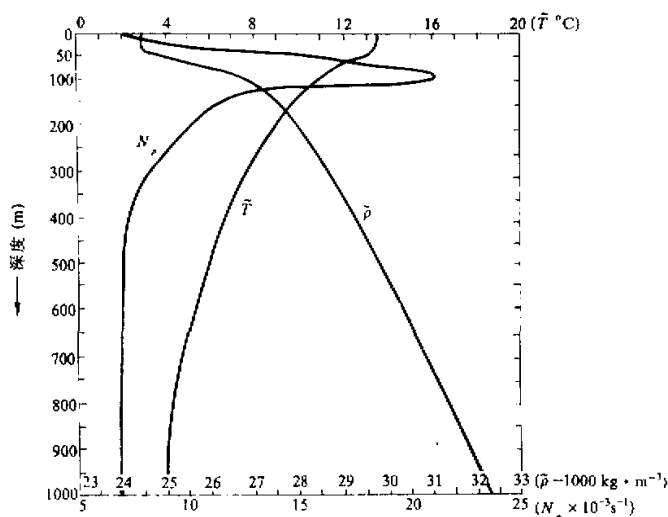


图 1 模式所采用的海洋标准层结分布

直分布还可以看出,存在着两者随深度急剧变化的狭窄区域即温跃层,其上是几乎均匀的混合层,其下是密度和温度较为均匀的海洋内层.由这一密度垂直分布计算得到的 $N_p^2$ 垂直廓线表明,在海面附近和很深的水域, $N_p^2$ 为小量,而在密度跃层处有一明显的极大值.

## 2. 模式区域和结构

模式取太平洋区域,其实际边界由图2所示的边界所近似,东西范围从 $110^{\circ}\text{E}$ 到 $65^{\circ}\text{W}$ ,南北范围从 $62^{\circ}\text{N}$ 到 $70^{\circ}\text{S}$ ;图2也给出了经平滑处理后的太平洋海底地形,其中最深为2800m,最浅为1600m.

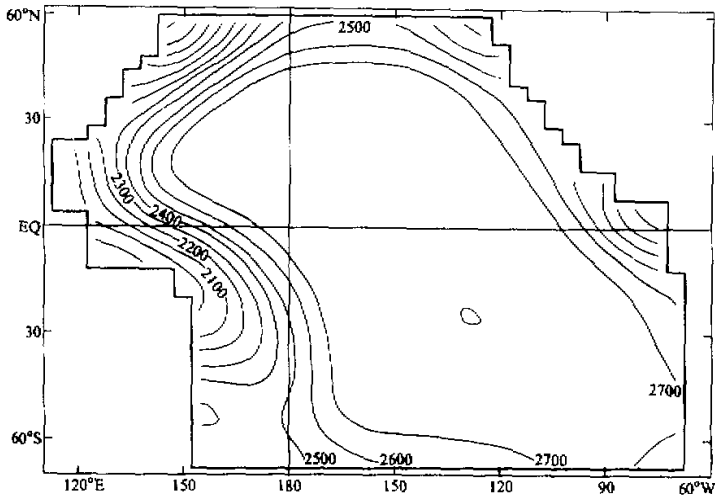


图2 模式区域和四层太平洋模式中所采用的平滑海底地形

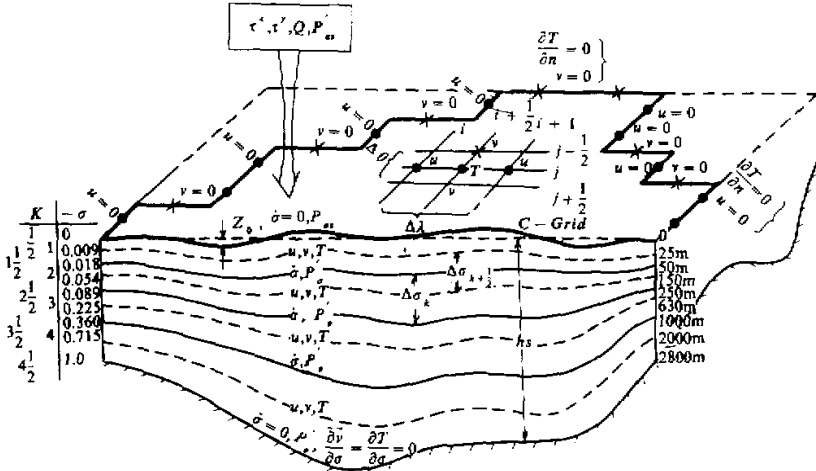


图3 四层太平洋环流模式的水平和垂直结构

图3是模式的水平分布和垂直结构示意图,水平用C-网格,即温度场、海面起伏、垂直速度场,扰动压力场位于指标为 $(i+1/2, j)$ 的网格点上,水平速度 $(U, V)$ 场分别位于指标为 $(i, j)$ 和 $(i+1/2, j+1/2)$ 的网格点上,东西方向和南北方向实际陆地边界分别由 $U$ 和 $V$ 所组成的网格点来近似;在水平侧边界上用相应的边界条件,模式的水平网格距为 $\Delta\lambda=5^\circ$ ,  $\Delta\theta=4^\circ$ .垂直方向上,把 $\sigma$ 分成间距不等的四层,每层之间的边界用指标 $\sigma_{k-1/2}$  ( $k=1, \dots, 5$ )表示,其深度近似为0, 50, 250, 1000和2800 m;每层用 $\sigma_k$  ( $k=1, \dots, 4$ )表示,其近似深度分别为25, 150, 630和2000 m.水平速度场 $(U, V)$ 和温度场 $T$ 分布在指标为 $\sigma_k$ 层上,而垂直速度 $\dot{\sigma}$ 和扰动压力场 $p'$ 分布在 $\sigma_{k-1/2}$ 层上,并在垂直边界( $\sigma=0, -1$ )上用相应的上下边界条件.

### 3. 参数的选择

模式中所使用的参数值如下:

$g=9.806 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $\alpha_T=2 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ ,  $\Omega=7.29 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$   
 $C_p=3901 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ,  $a=6.37 \times 10^6 \text{ m}$ ,  $A_m=8 \times 10^5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ,  
 $\rho_0=1020 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ,  $A_T=2 \times 10^3 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $\rho_m=1029 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ,  $A_k=1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ,  
 其中水平和垂直扩散系数暂取为常数(类同OSU OGCM<sup>[8]</sup>).当然,这些系数的选择应基于次网格过程的性质,即与代表洋流切变的Richardson数( $Ri$ )有关<sup>[25]</sup>.从数值计算角度来说, $A_m$ 应取得足够大,以阻止数值计算中所出现的虚假计算模.

### 4. 时间积分过程

图4是本工作中进行太平洋大尺度环流数值模拟整个时间积分过程,可分为三个阶段,其中前53年为年平均大气强迫作用下太平洋年平均环流数值模拟,它又可分为两个部分,前24年为起动(spin-up)过程,即从初始静止( $u=v=0$ )、无海面起伏( $z_0=0$ )

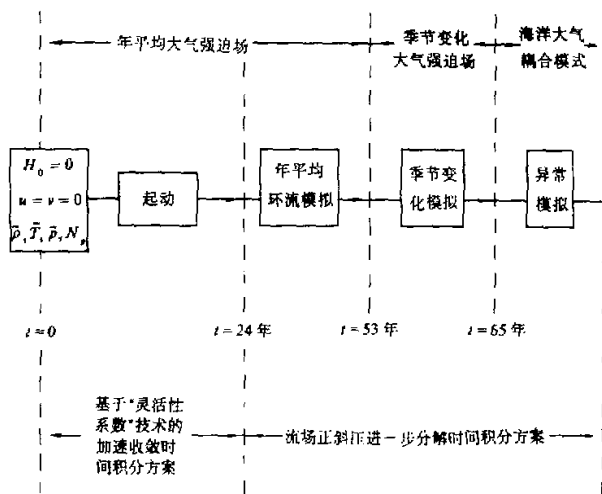


图4 本工作中太平洋环流数值模拟时间积分过程简图

的层结太平洋( $T, \tilde{\rho}, N_p$ )开始, 用基于“灵活性系数”技术的加速收敛法积分 24 年, 得到一个准定常的太平洋环流; 然后采用适应过程中流场正斜压进一步分解算法, 即时间积分按耗散过程( $\Delta t = 6h$ )、平流过程( $\Delta t = 6h$ )、适应过程中斜压部分( $\Delta t = 1h$ )和正压部分( $\Delta t = 6min$ )分别进行, 再积分 29 年得到另一个准平衡态, 这样经过 53 年的数值积分, 太平洋环流特别是上层环流在年平均强迫作用下几乎达到定常态. 第二阶段(第 54 年到第 65 年)是在有季节变化的大气强迫场作用下太平洋环流季节变化数值模拟, 即用前一阶段准平衡态作为初条件, 在可变的大气强迫场驱动下又积分 12 年, 在其最后几年的数值积分中, 虽然深层温度因连续向下的热量扩散, 仍以缓慢的速率有所变化, 但海面起伏、表层洋流、海表温度 and 海表热通量等表现出完全重复的季节循环, 因此, 我们将季节变化模拟中第 12 年(即数值积分第 65 年)的结果作为太平洋环流季节变化. 第三阶段是用由 IAP 二层全球大气环流模式和四层太平洋环流模式所组成的海气耦合模式和它们各自独立数值积分过程中所形成的模式气候场和海候场, 以观测到的大气环流资料和海表温度分布作为初条件, 采用逐月海气耦合方案和对海气相互作用项进行修正, 模拟以 La Nino 为特征的 1988—1989 年太平洋环流异常.

#### 四、模式性能及其分析

我们用所设计的四层太平洋环流模式, 成功地进行了太平洋大尺度年平均环流、季节变化及环流异常等的数值模拟, 其详细结果将在本文第 II 部分发表. 本节对时间积分方案的稳定性和有效性、有效能量以及模拟能力等模式性能作一简单分析.

##### 1. 时间积分方案的稳定性和有效性

在具有复杂边界和海底地形的非线性海洋环流模式中, 运动频谱很广; 当用差分代替微分进行数值求解时, 又会产生人为的计算模; 特别在我们的模式中, 消除了“刚盖”近似, 表面重力波的存在苛刻地限制了时间积分步长. 为此, 我们基于“灵活性系数”技术, 设计和发展了一些较为有效的的时间积分方案, 如加速收敛算法<sup>[10]</sup>, 适应过程中流场正斜压进一步分解算法<sup>[11]</sup>等; 同时, 采用一些技术处理, 克服模式运行过程中所产生的计算零乱现象, 保证模式数值积分长期稳定有效地进行.

为说明时间积分方案的有效性, 表 1 给出北太平洋四层 OGCM 采用不同时间积分方法所需时间比较(IBM4331 计算机). 表 1 表明, 虽然在我们的动力方程中, 未滤去表面重力波, 但在时间积分过程中, 采用我们的算法, 同样可以提高计算效率, 特别当采用基于“灵活性系数”技术的加速收敛法和适应过程中流场正斜压进一步分解算法, 计算量大为减少, 已和滤去表面重力波的模式相接近.

##### 2. 有效能量分析

不妨将目前使用的 OGCM 分为诊断型 OGCM<sup>[2-3]</sup>, GFDL 型 OGCM<sup>[4]</sup> 和 IAP OGCM<sup>[10, 11, 15, 17]</sup>. 在这里, GFDL 型 OGCM 和诊断型 OGCM 不同, 允许动能和位能之间有相互转换; 而 GFDL 型 OGCM 和 IAP OGCM 的差别在于 IAP OGCM 还允许与海面起伏相联系的有效表面位能同其它有效能量之间的转换. 虽然世界海洋海面

起伏为米量级,但因海水密度大、流速小,因此,与海面起伏相联系的有效表面位能可能与动能同量级或更大。在此,我们用年平均环流数值模拟资料计算出 OGCM 中总有效能量各基本分量(即动能  $E_k$ 、有效表面位能  $E_{ps}$ 、有效位能  $E_p$ ):

表 1 北太平洋四层 OGCM 采用不同时间积分方法所需时间比较

| 时间积分方法  |      |                                                   | 时间步长  | 积分 6h 所需时间 (min) |        |
|---------|------|---------------------------------------------------|-------|------------------|--------|
| 直接方法    |      |                                                   | 6 min | 3.3901           |        |
| 一般分解算法  | 耗散过程 |                                                   | 6h    | 0.0232           | 1.3073 |
|         | 平流过程 |                                                   | 6h    | 0.0121           |        |
|         | 适应过程 |                                                   | 6 min | 1.2720           |        |
| 进一步分解算法 | 耗散过程 |                                                   | 6h    | 0.0232           | 0.3299 |
|         | 平流过程 |                                                   | 6h    | 0.0121           |        |
|         | 适应过程 | 斜压过程                                              | 1h    | 0.1086           |        |
|         |      | 正压过程                                              | 6 min | 0.1860           |        |
|         |      | 加速收敛法<br>$\beta=\gamma=\varepsilon=1/6, \alpha=1$ |       | 1h               |        |

$$E_k = \iiint_V \frac{U^2 + V^2}{2} dv = 0.62039 \times 10^{15},$$

$$E_{ps} = \iint_s \frac{H_0^2}{2} ds = 0.13672 \times 10^{16},$$

$$E_p = \iiint_V \frac{\Pi^2}{2} \left( \frac{N_{\rho 0}}{N_\rho} \right)^2 dv = 0.89632 \times 10^{18},$$

$$E = E_k + E_{ps} + E_p = 0.89831 \times 10^{18}.$$

同时,还可以计算各有效能量之间的转换:

(1)与海底地形梯度相联系的动能和有效相对位能之间的转换(正号表示有效相对位能  $\rightarrow$  动能):

$$\iiint_V (-U \cdot P_\lambda^{(2)} - V \cdot P_\theta^{(2)}) dv = 0.28219962 \times 10^9,$$

(2)与水压梯度做功(与海底起伏有关的部分除外)相联系的动能和有效相对位能之间的转换(符号意义同上):

$$\iiint_V (-U \cdot P_\lambda^{(1)} - V \cdot P_\theta^{(1)}) dv = -0.2014194 \times 10^{10},$$

(3)有效相对位能和有效表面位能之间的转换(负号表示有效相对位能  $\rightarrow$  有效表面位能):

$$\iiint_V H_0 \left[ \frac{1}{a \sin \theta} \left( \frac{\partial \Phi V \sin \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \Phi U}{\partial \lambda} \right) \right] dv = -0.18114564 \times 10^9.$$

这样可得太平洋年平均环流有效能量转换关系(箭头表示转换方向)如下:

$$\text{动能} \frac{0.17319944 \times 10^{10}}{\text{}} \rightarrow \text{有效相对位能} \frac{0.18114564 \times 10^9}{\text{}} \rightarrow \text{有效表面位能}$$

可见,有效表面位能与动能同量级或更大些,因此在 OGCM 中须考虑有效表面位能同其它能量之间的转换机制,这在物理上更加合理;同时,扣除海洋标准层结,缩小了位能和动能之间的量级差别,有利于长期数值积分的稳定进行。

### 3. 模式模拟能力

#### (1) 模式能直接算出海面起伏

从动力意义上说,海面起伏是海洋中压力梯度场的一个重要部分,由此可以推算出表层和次表层流场的基本特征,因此这一量在海洋动力学和大尺度海气相互作用中有重要应用,特别是赤道西太平洋海面起伏及其变化是 El Nino 现象分析中的一个重要参量,甚至可作为预测 El Nino 发生、发展和消亡的预报因子<sup>[26]</sup>。

#### (2) 模式能直接分析有效能量

有效能量是大气环流和大气动力学中提出的一个重要概念,它在大气能量循环、大气环流和气候系统维持和演变的诊断分析方面有重要应用。近十几年来,随着海洋观测和数值模拟的开展,有效能量分析方法在海洋环流和海洋动力学中的应用也越来越广。例如, Bryan 等<sup>[27]</sup>利用海洋环流数值模拟资料计算和分析了有效能量,阐明有效能量同全球海洋斜温层平均深度有密切关系;最近, Oort 等<sup>[28]</sup>用海洋位密度观测资料分析有效能量,以说明海洋环流的维持和能量循环。在我们的数值模式中,扣除了海洋标准层结,从而可直接定义和计算有效能量,这为分析海洋环流能量循环和维持,海洋系统的发生、发展和演变的诊断计算和动力分析等提供了方便。

#### (3) 表层流场模拟明显改进

由于我们的模式去掉了“刚盖”近似,海面起伏是直接计算变量,保留了有效表面位能及其与其它有效能量间的转换机制,特别是正确描述了有效表面位能与流速较大的表层洋流占主要部分的动能之间的转换,表层流场模拟结果明显优于同等分辨率的模式,例如对副热带大洋内部区域水平流动方向等的模拟就大有改进。

#### (4) 海洋上层热储存率

海洋在气候形成、维持及变化中的作用之一是作为热量储存器,在夏季接收过剩的热量在冬季释放,以减少冬夏温差,对气候起“时间平滑”作用。为说明 OGCM 对这一过程的模拟能力,我们由季节变化模拟得到的海温场计算出太平洋上层热储存率及其季节变化,同观测资料计算值<sup>[29]</sup>相比,两者的分布及其季节变化非常一致,特别是北太平洋副热带地区热储存率季节变化同中纬地区间的位相差特征在我们的模拟中得到很好的反映,而在 Bryan 等<sup>[27]</sup>和 Washington 等<sup>[30]</sup>的结果中则未有此反映。

## 五、结 语

考虑到目前大尺度海洋环流数值模拟中广泛采用的“刚盖”近似及其不合理性,我们应用曾庆存(1983)<sup>[15]</sup>“海洋大气耦合模式设计”工作和大气物理研究所在数值天气预

报及计算地球流体力学理论、方法和技术的基础上, 设计和实现了四层太平洋环流模式. 这一模式有如下特点:

(1) 去掉“刚盖”近似, 引入海面起伏作为直接计算变量, 能正确描述各有效能量间的相互转换和能量循环.

(2) 扣除海洋标准层结, 引入其偏差作为模式的预报变量, 缩小了动能和位能之间的量级差别, 有利于数值积分的稳定进行; 同时, 使水平压强梯度力项的计算更为准确, 减少了计算误差.

(3) 引入坐标变换和变量替换, 使得能量方程形式更为紧凑和方便. 例如, 总有效能量可定义为  $L_2$  空间中的一个范数.

(4) 所设计的空间差分格式, 既能完全保证微分方程的整体性质, 又能保证总有效能量各部分之间有正确的相互转换, 避免计算模.

(5) 引入“灵活性系数”, 使得预报方程组和差分格式灵活机动, 便于设计稳定而有效的积分方案, 例如, 可方便地采用加速收敛法和适应过程中流场正斜压分解算法.

对模式时间积分方案的稳定性和有效性、有效能量以及模拟能力等方面初步分析表明, 该模式都具有良好的性能. 关于太平洋大尺度环流的数值模拟结果将在第 II, III 部分发表.

致谢: 在本工作过程中, 得到袁重光、季仲贞、李崇银、包宁等同志和计算机室同志们热情帮助和所提供的方便; 得到大气大洋环流模式设计课题组、气候模拟课题组、大气科学和地球流体力学数值模拟开放实验室等的大力支持, 谨此一并致谢!

## 参 考 文 献

- [1] Munk, W. H., 1950, On the wind-driven ocean circulation, *J. Meteor.*, 7, 79—93.
- [2] Sarkisyan, A. S., 1954, Calculation of the stationary wind-driven currents in an ocean, *Izv. Akad. Nauk, USSR, Ser. Geojiz.*, 6, 554—561.
- [3] Sarkisyan, A. S., 1966, Theory and Computation of Oceanic Currents, *Gidro-Meteo Izdat*, 123pp.
- [4] Bryan, K., 1969, A numerical method for the study of the circulation of the World Ocean, *J. Comput. Phys.*, 4, 347—376.
- [5] Bryan, K., S. Manabe and R. C. Pacanowski, 1975, A global ocean-atmosphere climate model, Part II. The oceanic circulation, *J. Phys. Oceanogr.*, 5, 30—46.
- [6] Philander, S. G. H., and R. Pacanowski, 1986, A model of the seasonal cycle in the tropical Atlantic Ocean, *J. Geophys. Res.*, 91, 14207—14211.
- [7] Washington, W. M., A. J. Semtner, G. A. Meehl, D. J. Knight and T. A. Mayer, 1980, A general circulation experiment with a coupled atmosphere, ocean, and sea ice model, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 1887—1908.
- [8] Han, Y.-J., 1984, A numerical world ocean general circulation model: Part I, Basic design and barotropic experiment; Part II, A baroclinic experiments, *Dyn. Atmos. Ocean.*, 8, 141—172.
- [9] Latif, M., 1987, Tropical ocean circulation experiments, *J. Phys. Oceanogr.*, 17, 246—263.
- [10] Zhang, Xuehong and Liang Xinzhong, 1989, A numerical World Ocean general circulation model, *Adv. Atmos. Sci.*, 6, 44—61.
- [11] Zeng Qingcun., Zhang Xuehong and Zhang Ronghun, 1991, A design of oceanic GCM without rigid lid approximation and its applications to numerical simulation of circulation in the Pacific Ocean, *J. Marine*

- Systems, 1, 271 — 292.
- [12] 曾庆存, 袁重光, 王万秋, 张荣华, 1990, 跨季度气候距平数值预测试验, 大气科学, 14, No. 1, 10 — 25.
- [13] 曾庆存, 1979, 数值天气预报的数学物理基础, 第一卷, 科学出版社.
- [14] Gates, W. L., 1968, A numerical study of transient Rossby wave in a wind-driven homogeneous Ocean, *J. Atmos. Sci.*, 25, 1 — 22.
- [15] Zeng Qingcun, 1983, Some numerical ocean-atmosphere coupling models, In Proceedings of the First International symposium on the Integrated Global Ocean Monitoring, Tallinn, USSR (Oct. 2 — 10).
- [16] Crowley, W. P., 1968, A global numerical ocean model: Part I, *J. Comput. Phys.*, 3, 111 — 147.
- [17] 张荣华, 1989, 大洋环流模式的设计及太平洋大尺度环流数值模拟研究, 博士论文, 中国科学院大气物理研究所.
- [18] 曾庆存, 张学洪, 1987, 球面上斜压原始方程组保持总有效能量守恒的差分格式, 大气科学, 11, No. 2, 113 — 127.
- [19] 曾庆存, 袁重光, 张学洪, 包宁, 1985, 一个大气环流模式差分格式的检验, 气象学报, 43, 441 — 450.
- [20] 梁信忠, 1986, IAP GCM 的设计及气候数值模拟, 博士论文, 中国科学院大气物理研究所.
- [21] Bryan, K., 1984, Accelerating the convergence to equilibrium of ocean-climate models, *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 666 — 673.
- [22] Haney, R. L., 1971, Surface thermal boundary condition for ocean circulation models, *J. Phys. Oceanogr.*, 1, 241 — 248.
- [23] Haney, R. L., 1974, A numerical study of the response of an idealized ocean to large-surface heat and momentum flux, *J. Phys. Oceanogr.*, 4, 145 — 167.
- [24] Bryan, K. and M. Cox., 1972, An approximate equation of state for numerical models of ocean circulation, *J. Phys. Oceanogr.*, 2, 510 — 514.
- [25] Pacanowski, R., and S. G. H. Philander, 1981, Parameterization of vertical mixing in numerical models of tropical ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 1443 — 1451.
- [26] Wyrtki, K., 1974, Sea level and seasonal fluctuations of the equatorial currents in the western Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 4, 91 — 103.
- [27] Bryan, K. and Lewis, L. J., 1979, A water mass model of the World Ocean, *J. Geophys. Res.*, 84, 2503 — 2517.
- [28] Oort, A. H. S. C. Ascher, S. Levitus and J. P. Reixoto, 1989, New estimates of the available potential energy in the World Ocean, *J. Geophys. Res.*, 94, 3187 — 3200.
- [29] Levitus, S., 1987, Rate of change of heat storage of the World Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 17, 518 — 529.
- [30] Washington, W. M. and G. A. Mechl, 1989, Climate Sensitivity due to increased CO<sub>2</sub>: experiments with a coupled atmosphere and Ocean general circulation model, *Climate Dynamics*, 4, No. 1, 1 — 38.

## 附 录

### 1. 方程 (4) 中各项记号

$$\begin{cases} L_1(F) = \frac{1}{2a \sin \theta} \left( \frac{\partial F u}{\partial \lambda} + u \frac{\partial F}{\partial \lambda} \right), \\ L_2(F) = \frac{1}{2a \sin \theta} \left( \frac{\partial F v \sin \theta}{\partial \theta} + v \sin \theta \frac{\partial F}{\partial \theta} \right), \\ L_3(F) = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial F \sigma}{\partial \sigma} + \sigma \frac{\partial F}{\partial \sigma} \right), \end{cases} \quad (a)$$

$$\begin{cases} P_{\lambda}^{(1)} = \Phi \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial p'}{\partial \lambda}, \\ P_{\theta}^{(1)} = \Phi \frac{\partial p'}{a \partial \theta}, \end{cases} \quad (b)$$

$$\begin{cases} P_{\lambda}^{(2)} = 2 \Phi \sigma \Pi \frac{N_{\rho 0}}{g} \frac{\partial \Phi}{a \sin \theta \partial \lambda}, \\ P_{\theta}^{(2)} = 2 \Phi \sigma \Pi \frac{N_{\rho 0}}{g} \frac{\partial \Phi}{a \partial \theta}. \end{cases} \quad (c)$$

$$\Omega^{(1)} = \Phi \frac{N_{\rho 0}}{g} \left( \frac{N_{\rho}}{N_{\rho 0}} \right)^2 \left[ W \Phi + (1 - \sigma) \frac{\partial H^0}{\partial t} \right]. \quad (d)$$

$$\begin{cases} \Omega_{\lambda}^{(2)} = 2\Phi\sigma \frac{N_{\rho 0}}{g} \left( \frac{N_{\rho}}{N_{\rho 0}} \right)^2 \cdot U \cdot \frac{\partial \Phi}{a \sin \theta \partial \lambda}, \\ \Omega_{\theta}^{(2)} = 2\Phi\sigma \frac{N_{\rho 0}}{g} \left( \frac{N_{\rho}}{N_{\rho 0}} \right)^2 \cdot V \cdot \frac{\partial \Phi}{a \partial \theta}. \end{cases} \quad (e)$$

$$D_2(F) = \frac{1}{a \sin \theta} \left( \frac{\partial F V \sin \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial F U}{\partial \lambda} \right). \quad (f)$$

$$\begin{cases} F_u = A_m \left( \nabla^2 u + \frac{1 - \operatorname{ctg}^2 \theta}{a^2} u + \frac{2 \cos \theta}{a^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right) \\ F_v = A_m \left( \nabla^2 v + \frac{1 - \operatorname{ctg}^2 \theta}{a^2} v - \frac{2 \cos \theta}{a^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} \right) \\ F_T = A_T \nabla^2 T. \end{cases} \quad (g)$$

$$\begin{cases} (G_u, G_v) = A_k \cdot \frac{g^2}{\Phi^4} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial \sigma^2}, \frac{\partial^2 v}{\partial \sigma^2} \right), \\ G_T = A_k \cdot \frac{g^2}{\Phi^4} \frac{\partial^2 T}{\partial \sigma^2}. \end{cases} \quad (h)$$

其中  $A_m$ 、 $A_T$  分别为动量和热量的水平耗(扩)散系数,  $A_k$  为垂直扩散系数.

## 2. 海表热通量计算公式及其推导

海表面热通量可表示为

$$Q = Q_{sr} - (Q_{ir} + Q_{se} + Q_{is}). \quad (i)$$

其中  $Q$  为海表面净向下的热通量,  $Q_{sr}$  为海表面净向下的太阳辐射通量,  $Q_{ir}$ 、 $Q_{se}$  和  $Q_{is}$  分别为海表面净向上的长波辐射通量、感热通量和潜热通量. 计算这些热通量的经验公式为:

$$\begin{cases} Q_{sr} = Q_0 \cdot (1 - \alpha \cdot N - b \cdot N^2) (1 - \alpha), \\ Q_{ir} = \sigma \cdot T_s^4 \cdot Q^*, \\ Q_{se} = \rho_a \cdot C_{se} \cdot C_{pa} \cdot |\bar{V}_a| \cdot (T_s - T_a), \\ Q_{ia} = \rho_a \cdot C_{ia} \cdot L \cdot |\bar{V}_a| \cdot (q_s(T_s) - q_a), \end{cases}$$

其中  $Q^* = 0.985 \times (0.39 - 0.05 \sqrt{e_a}) (1 - 0.6 \cdot N^2)$ ;  $Q_0$  为无云天气情况下到达地球表面的直接和间接太阳辐射;  $N$  为云覆盖量的月平均值;  $\alpha$  为海表面的反射率;  $\sigma$  为 Stefan-Boltzmann 常数;  $a$ 、 $b$  为随纬度而变的经验常数;  $C_{se}$ 、 $C_{ia}$  分别为感热和潜热系数;  $C_m$ 、 $L$  分别为空气的定压比热和蒸发潜热;  $T_a$ 、 $q_a$ 、 $\rho_a$ 、 $|\bar{V}_a|$ 、 $e_a$  分别为海表面大气温度、大气湿度(混合比)、大气密度、空气速度和水汽压力(hPa);  $T_s$  为海表温度;  $q_s$  为在海表温度  $T_s$  时水汽的饱和混合比.

假定  $T_s$  接近于  $T_a$ , 则按泰勒级数展开有:

$$T_s^4 \approx T_a^4 + 4 T_a^3 \cdot \Delta T, \quad \Delta T = T_s - T_a,$$

则  $Q_{ir}$  和  $Q_{ia}$  可简化为:

$$Q_{ir} = Q^* \cdot \sigma \cdot T_a^4 + 4 Q^* \cdot \sigma \cdot T_a^3 \cdot (T_s - T_a),$$

$$Q_{ia} = Q_{ia}(T_a) - \left( \frac{\partial Q_{ia}}{\partial T} \right)_{T_a} \cdot (T_s - T_a),$$

其中  $\left( \frac{\partial Q_{ia}}{\partial T} \right)_{T_a} = \rho_a \cdot C_{ia} \cdot L \cdot |\bar{V}| \cdot \left( \frac{\partial q_s}{\partial T} \right)_{T_a}$ . 将所有这些关系代入 (i) 式, 并令:

$$\begin{cases} Q_1 = Q_{sr} - Q^* \cdot \sigma \cdot T_a^4 - Q_{ia}(T_a), \\ D = 4 Q^* \cdot \sigma \cdot T_a^3 + \rho_a \cdot C_{se} \cdot C_{pa} \cdot |\bar{V}_a| + \rho_a \cdot C_{ia} \cdot L \cdot |\bar{V}_a| \cdot \left( \frac{\partial q_s}{\partial T} \right)_{T_a}, \\ T_A = T_a + \frac{Q_1}{D}. \end{cases}$$

则海表热通量可简写为:

$$Q = D(T_A - T_S),$$

其中  $T_A$  称为“折合大气温度”, 这样, 因  $Q_1$  和  $D$  仅依赖于海表面气象要素和辐射参数, 它们可由气候资料计算得到, 因此由海表温度即可计算出海表热通量.

## Numerical Simulations of Oceanic Circulation in the Pacific Ocean Part I: Mathematical Model and its Performance

Zhang Ronghua, Zeng Qingcun and Zhang Xuehong

(LASG, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences)

### Abstract

Based on the dynamical framework in designing of the GCM developed in IAP and the consideration of problems existing in the numerical modellings of the oceanic circulation, a four-level circulation model without rigid lid approximation has been designed and applied to numerical simulations of large scale oceanic circulation in the Pacific Ocean. In Part I the mathematical model and its performance in the time integration are presented. The systematic results of the simulations of circulation in the Pacific Ocean will be presented in Parts II and III.

**Key words:** OGCM, Rigid lid approximation; Standard Stratification; Available surface potential. Total available energy; Model performance.