

二维全球气候模式的发展 ——由对流层向平流层的扩展

莫文涛* 李维亮

(中国气象科学研究院, 北京 100081)

提 要

采用 Arakawa(1976)^[1]的 σ - p 混合坐标, 将文献[2]模式由对流层扩展到平流层中层(10hPa). 垂直分层采用等 $\ln p$ 方案. 发展后的模式不仅在计算上具有很好的稳定性, 而且能较好地模拟平均温度场、平均纬向风场和平均经向风场及其季节性变化. 同时, 在模式对流层之上加上平流层后改善了对流层上层环流的模拟.

关键词: 二维原始方程模式; 发展; 混合坐标; 平流层.

1 前 言

平流层不仅与航空有关, 而且平流层与对流层之间内在的相互作用是了解低层大气气候长期扰动的重要因素之一. 因为平流层能量的主要来源之一是对流层的扰动, 所以将一个好的对流层模式扩展成为一个同时包括对流层和平流层的模式是很重要的; 同时, 能够改善对原模式对流层环流的模拟. 此外, 平流层的动力、辐射和光化学过程之间的相互作用也是一个重要的问题.

专门为研究平流层而设计的第一个平流层模式是由 Peng(1965)^[3]提出的. 之后, Byron-Scott(1967)^[4]采用了一个较简单的动力模式来研究臭氧的传输. Clark(1970)^[5]采用一个6层准地转模式, 其中平流层为4层, 对流层为2层. Trenberth(1970)^[4]则提出一个全球、9层准地转模式. 该模式上界达0.05hPa(71km)处, 平流层的垂直分辨率取为10km.

早期的研究者在模拟平流层方面已取得令人鼓舞的结果. 例如, Clark(1970)从一个光化学辐射平衡的初始状态开始积分, 再现了北半球冬季的臭氧分布. 而 Byron-Scott(1967)、Clark(1970)和 Trenberth(1972)曾尝试模拟平流层冬季的爆发性增温, 并指出平流层的增温可能是由强迫产生于对流层的行星尺度波动向平流层传播的结果. 这些研究的一个共同特点, 即采用准地转模式作为基本的动力框架. 因为在准地转模式中重力波已

被删除,所以它可以选用比原始方程模式更长的时间步长,在计算上省时.但这一计算上的优点,因其不准确的模拟,特别是在低纬度上的模拟而被抵消.

鉴于原始方程模式对对流层基本成功的模拟,许多国家都将其对流层的原始方程模式扩展到平流层^[6-9].

李维亮等人(1989)^[2]发展的一个二维全球原始方程模式,能够较好地模拟对流层的大气环流及其季节性变化,但对对流层中上层环流的模拟并不理想.基于上述同一思路,并为今后建立耦合的动力、辐射和光化学模式确立基本的动力框架,改进原模式对对流层中上层的模拟,我们将文献[2]的模式由对流层扩展到平流层.

2 σ - p 混合坐标及方程组的守恒性

Arakawa 等(1976)提出了一种改进的 σ 坐标,即对流层采用 σ 坐标,便于处理有地形的情况,而平流层采用 p 坐标,这样可以简化高层的计算,减少气压梯度力的计算误差.本文采用该方案,将文献[2]的模式由对流层扩展到平流层中层.

设 p 为气压, p_T 为模式大气顶气压, p_s 为场面气压.在 p_T 与 p_s 之间取一常值气压 p_I ,将 σ 坐标定义为

$$\sigma = (p - p_I) / \pi \quad (1)$$

式中

$$\pi = \begin{cases} \pi_u = p_I - p_T & \text{当 } p_T \leq p \leq p_I \\ \pi_L = p_s - p_I & \text{当 } p_I < p \leq p_s \end{cases} \quad (2)$$

由式(1)和式(2)有

$$\left. \begin{cases} \sigma = -1 & \text{当 } p = p_T \\ \sigma = 0 & \text{当 } p = p_I \\ \sigma = 1 & \text{当 } p = p_s \end{cases} \right\} \quad (3)$$

其中, π_u 为一常数, π_L 为水平坐标和时间的函数, p_I 选在对流层顶附近.这样,对流层用 σ 坐标,平流层用 p 坐标.垂直分层同文献[1].如果令 $p_I = p_T$,坐标系便转化为 Phillips 的 σ 坐标系.

由式(1)可知

$$\omega = \frac{dp}{dt} = \pi \dot{\sigma} + \sigma \left(\frac{\partial \pi}{\partial \mathbf{x}} + \vec{V} \cdot \nabla \pi \right)$$

$$\dot{\sigma} = \frac{d\sigma}{dt}$$

当 $\sigma < 0$,

$$\frac{\partial \pi}{\partial \mathbf{x}} = \frac{\partial \pi_u}{\partial \mathbf{x}} = 0$$

$$\nabla \pi = \nabla \pi_u = 0$$

所以

$$\omega = \pi \dot{\sigma}$$

上下边界条件为

$$\left. \begin{cases} (\pi \dot{\sigma})_{\sigma=-1} = 0 \\ (\pi \dot{\sigma})_{\sigma=1} = 0 \end{cases} \right\} \quad (4)$$

在 $\sigma = 0$ 处具有 ω 连续的条件.

对连续方程积分时,注意到当 $\sigma < 0, \frac{\partial \pi}{\partial \alpha} = 0; \sigma > 0, \frac{\partial \pi}{\partial \alpha} = \frac{\partial \pi_L}{\partial \alpha} = \frac{\partial p_s}{\partial \alpha}$, 所以

$$\pi \dot{\sigma} = - \int_{-1}^{\sigma} \nabla \cdot (\pi \vec{V}) d\sigma \quad \sigma < 0 \quad (5)$$

$$\sigma \frac{\partial \pi_L}{\partial \alpha} + \pi \dot{\sigma} = - \int_{-1}^{\sigma} \nabla \cdot (\pi \vec{V}) d\sigma \quad \sigma > 0 \quad (6)$$

式(5)相当于 p 坐标的连续方程积分. 在式(6)中令 $\sigma = 1$, 并用边界条件式(4), 得到倾向方程:

$$\frac{\partial \pi}{\partial \alpha} = \frac{\partial p_s}{\partial \alpha} = - \int_{-1}^1 \nabla \cdot (\pi \vec{V}) d\sigma \quad (7)$$

根据文献[2], 在 $\sigma-p$ 坐标下, 纬向-高度二维大气运动的方程组为:

$$\frac{\partial \pi u}{\partial \alpha} = - \frac{1}{\alpha \cos \varphi} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} (\pi u v \cos \varphi) - \frac{\partial \dot{\sigma} u}{\partial \sigma} + \left(f + \frac{\text{tg} \varphi}{a} \right) \cdot \pi v + F_u - g \frac{\partial \pi}{\partial \sigma} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \pi v}{\partial \alpha} = & - \frac{1}{\alpha \cos \varphi} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} (\pi u v \cos \varphi) - \frac{\partial \dot{\sigma} v}{\partial \sigma} - \left(f + \frac{\text{tg} \varphi}{a} \right) \cdot \pi u \\ & + F_v - g \frac{\partial \pi}{\partial \sigma} - \pi \left(\frac{\partial \Phi}{a \partial \varphi} + \sigma \alpha \frac{\partial \pi}{a \partial \varphi} \right) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \pi T}{\partial \alpha} = & - \frac{1}{\alpha \cos \varphi} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} (\pi T v \cos \varphi) - \frac{\partial \dot{\sigma} T}{\partial \sigma} - g \frac{\partial \pi}{\partial \sigma} \\ & + \frac{\pi \sigma \alpha}{c_p} \cdot \left(\frac{\partial \pi}{\partial \alpha} + v \frac{\partial \pi}{a \partial \varphi} + \frac{\pi \dot{\sigma}}{\sigma} \right) + F_T + \frac{\pi Q_T}{c_p} \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{\partial \pi Q}{\partial \alpha} = - \frac{1}{\alpha \cos \varphi} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} (\pi Q v \cos \varphi) - \frac{\partial \dot{\sigma} Q}{\partial \sigma} + F_Q - g \frac{\partial \pi}{\partial \sigma} + \pi (Q_L + Q_C) \quad (11)$$

$$\frac{\partial \pi}{\partial \alpha} + \frac{\partial}{\partial \sigma} (\pi \dot{\sigma}) + \frac{1}{\alpha \cos \varphi} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} (\pi v \cos \varphi) = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = - \pi \alpha \quad (13)$$

$$\frac{\partial \pi}{\partial \alpha} + \frac{1}{\alpha \cos \varphi} \int_{-1}^1 \frac{\partial}{\partial \varphi} (\pi v \cos \varphi) d\sigma = 0 \quad (14)$$

$$\alpha = \frac{1}{\rho} = \frac{RT}{p} \quad (15)$$

有关符号同文献[2]. 可见, 方程保持了文献[2]的形式, 只是 π 分成两种情况进行计算. 对式(14)沿纬度、高度进行积分, 则辐散项为零, 说明模式的总质量是守恒的.

在无摩擦情况下, $u \times$ 式(8) + $v \times$ 式(9)得

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[\pi \cdot \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right] = & - \frac{1}{\alpha \cos \varphi} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\pi v \cos \varphi \cdot \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right] - \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\pi \dot{\sigma} \cdot \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right] \\ & - \pi v \left(\frac{\partial \Phi}{a \partial \varphi} + \sigma \alpha \frac{\partial \pi}{a \partial \varphi} \right) \end{aligned} \quad (16)$$

式(16)可写成

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} \left[\pi \cdot \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right] = - \frac{1}{\alpha \cos \varphi} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\pi v \cos \varphi \cdot \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right] - \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\pi \dot{\sigma} \cdot \frac{1}{2} (u^2 + v^2) \right]$$

$$-\frac{1}{a \cos \varphi} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} [\pi v \cos(\varphi \Phi)] - \frac{\partial}{\partial \sigma} (\pi \dot{\sigma} \Phi + \Phi \sigma \frac{\partial \pi}{\partial \alpha}) - \pi \omega \alpha \quad (17)$$

在无热源,无热汇情况下, $c_p \times$ 式(10)得

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} (\pi c_p T) = -\frac{1}{a \cos \varphi} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} (\pi c_p T v \cos \varphi) - \frac{\partial}{\partial \sigma} (\pi \dot{\sigma} c_p T) + \pi \omega \alpha \quad (18)$$

式(17) + 式(18),并且 σ 由 -1 至 1 积分得

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left\{ p_s \Phi_s + \int_{-1}^1 \pi \left[\frac{1}{2} (u^2 + v^2) + c_p T \right] d\sigma \right. \\ \left. + \frac{1}{a \cos \varphi} \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} \int_{-1}^1 \pi v \cos \varphi \left[\frac{1}{2} (u^2 + v^2) + c_p T + \Phi \right] d\sigma \right\} = 0 \end{aligned} \quad (19)$$

其中, $\sigma = -1$ 时, $\frac{\partial \pi}{\partial \alpha} = 0$; $\sigma = 1$ 时, $\frac{\partial \pi}{\partial \alpha} = \frac{\partial p_s}{\partial \alpha}$ 且 $\frac{\partial \Phi_s}{\partial \alpha} = 0$.

再对式(19)沿纬向进行积分得

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} \left\{ p_s \Phi_s + \int_{-1}^1 \pi \left[\frac{1}{2} (u^2 + v^2) + c_p T \right] d\sigma \right\} = 0$$

即总能量守恒. 因此,修改的 σ 坐标方程组和一般 σ 坐标一样,具有总能量和总质量守恒的性质.

3 模式设计

3.1 主要物理过程

辐射加热,采用 W. C. Wang 的窄谱辐射方案. 该方案用 Wang 和 Ryan(1983)^[10]提出的频率积分方案计算太阳辐射总通量. 参数化包括痕量气体的吸收效应和分子(瑞利散射)以及云粒子的多重散射. 红外辐射参数化方案同样采用 Wang 和 Ryan(1983)提出的窄谱 R-相关分布方法. 这种方法对均质大气中各种气体成分以及微粒的吸收和多重散射的耦合辐射过程进行了严格处理. 在参数化方案中,选取了 27 个窄谱段用于计算 H_2O , CO_2 , O_3 , N_2O , CH_4 和 CFCs 等非灰气体吸收以及各种云,特别是高层卷云的光谱特性(因计算结果不理想,故在模式中已将高云去掉). 由于该方案计算相当耗时(在 SGI 工作站上,计算模式的一个月时间,需要约 1200 分钟 CPU),因此在模式计算稳定后(一个月),调用辐射的时间步长由 1 小时调用一次放开到 4 小时调用一次.

凝结加热(限于对流层)及下垫面感热和潜热传输方案参看文献[2].

3.2 等 σ 方案与等 $\ln p$ 方案的比较

我们通过 σ - p 坐标将原模式由 5 层扩展到 10 层,各变量的设置不变. 在进行垂直差分,有些量是尚未确定的,它们是:① σ_{k+1} (或 p_{k+1}) 的取值. σ_{k+1} 的确定,意味着模式层厚度的确定. ② $(k+1)$ 层与 $(k-1)$ 层中间的 k 层位置. 在设计能够模拟大气波动垂直传播的差分格式时,利用了这些自由度. 我们曾对比了等 σ 和等 $\ln p$ 两种方案. 等 σ 方案即对流层和平流层均按等 σ 分层,其优点在于保持了原模式的等 σ 的特点,便于与原模式的衔接. 在我们的模式中,取 $p_s = 1001 \text{ hPa}$, $p_T = 1 \text{ hPa}$, $p_l = 101 \text{ hPa}$,得各预报层气压为 11、31、51、

71、91、191、371、551、731 和 911hPa. 等 $\ln p$ 方案, 对流层仍采用等 σ 方案, 而在平流层采用等 $\ln p$ 分层(图 1). 其优点在于能够反映平流层随高度变化的特征, 并且 T. Tokioka (1978)^[11] 曾指出该方案有利于对流层波动向平流层传播, 防止差分模式产生虚假的波能内反射. 具体作法为: 在平流层取

$$p_{k+1}/p_{k-1} = e^d \quad (20)$$

$$\text{或} \quad \ln p_{k+1} - \ln p_{k-1} = d \quad (21)$$

在本模式中, 取 $d=0.4796$. 而每层的中间层高度为

$$p_k = (p_{k-1} \cdot p_{k+1})^{1/2} \quad (22)$$

由式 (21)、(22), 令 $p_s = 1010\text{hPa}$, $p_T = 10\text{hPa}$, $p_l = 110\text{hPa}$, 得各预报层气压为 12.7、20.5、33.2、53.6、86.5、200、380、560、740 和 900hPa.

为了实际比较这两种方案的效果, 我们

从 4 月份的平均气候场(径向速度和垂直速度均取为零)开始起步, 各进行了 106 天的积分(由 4 月 1 日积分至 7 月 15 日), 图 2a 和图 2b 给出两种方案的温度场积分结果. 与实况(图 2c)^[12] 比较, 等 σ 方案在对流层顶位于赤道的低温中心达 185K, 比实况低 15K. 等

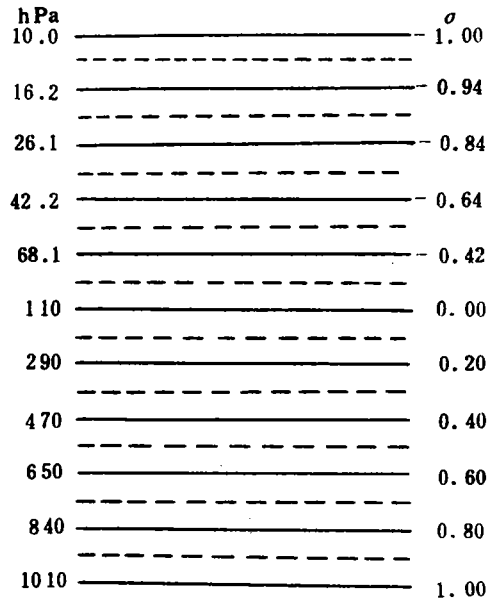


图 1 等 $\ln p$ 方案

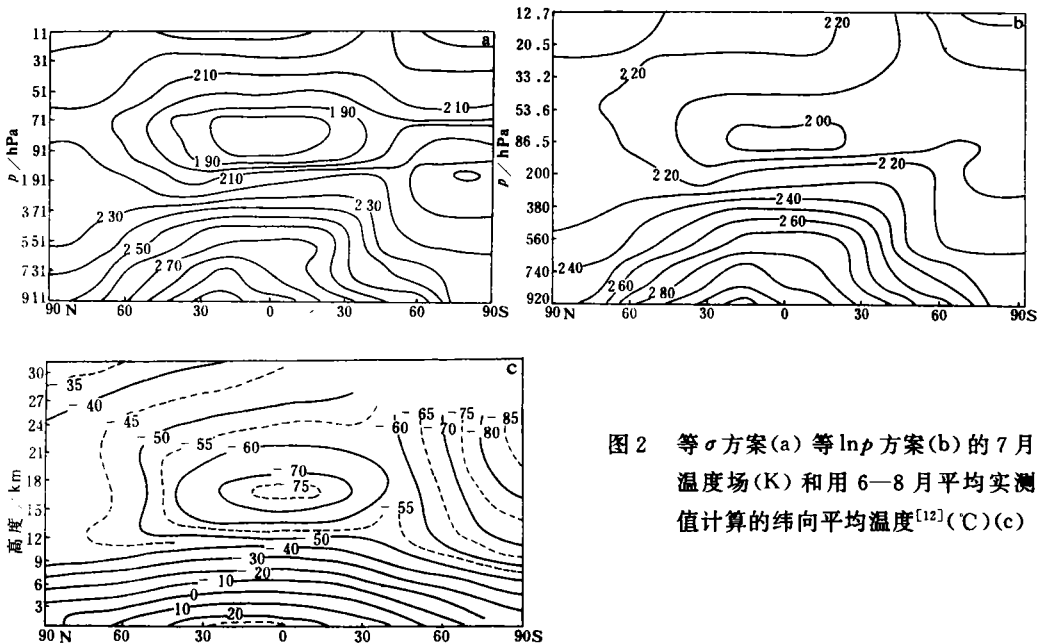


图 2 等 σ 方案(a) 等 $\ln p$ 方案(b) 的 7 月温度场(K) 和用 6—8 月平均实测值计算的纬向平均温度^[12](C)(c)

$\ln p$ 方案计算的该低温中心则与实况一致. 图 3a 和图 3b 则分别给出两种方案纬向风场的积分结果, 与实况(图 3c)对照, 等 σ 方案纬向风场中, 南半球平流层西风急流只有 35m/s, 较实况小 10m/s, 而等 $\ln p$ 方案的平流层西风急流与实况一致. 同时还可以看到, 等 σ 方案中平流层西风急流的梯度太大, 这也与实况不一致. 不过, 在等 $\ln p$ 方案中, 对东风的模拟没有等 σ 方案理想. 由此可见, 采用等 $\ln p$ 方案效果比用等 σ 方案好. 我们在模式中采用等 $\ln p$ 方案.

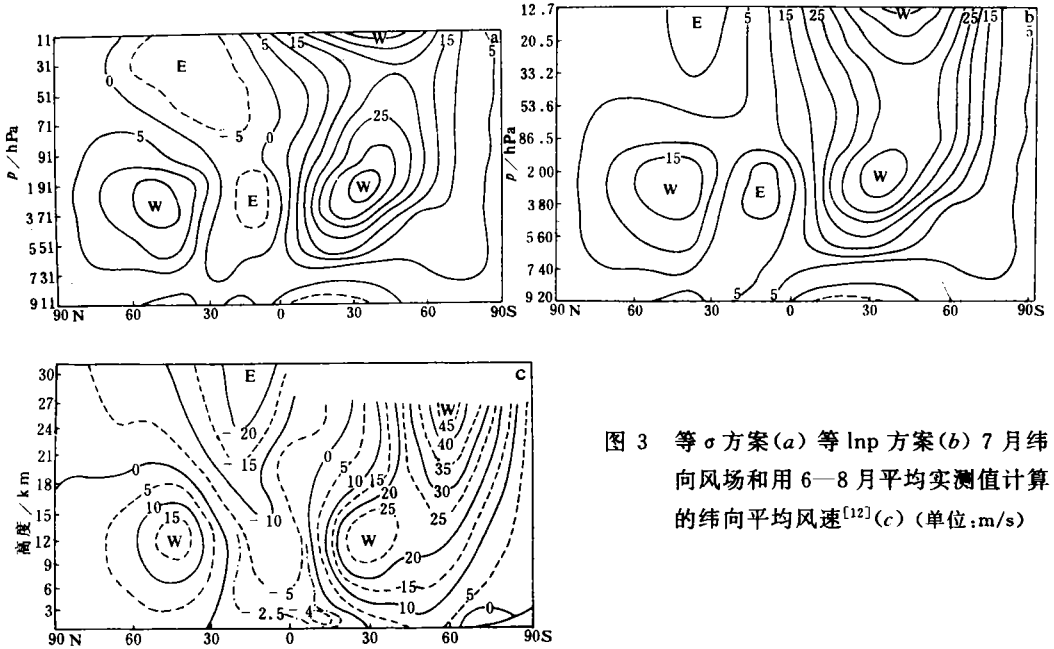


图 3 等 σ 方案(a) 等 $\ln p$ 方案(b) 7 月纬向风场和用 6—8 月平均实测值计算的纬向平均风速^[12](c) (单位: m/s)

4 控制试验

由 4 月份的初始状态起步, 我们进行了 60 个月(5 年)的积分. 在模式中, 7.5°N 至南极均设置为海洋, 计算出的地温 5 年变化(图略)表现为海洋表面温度的年变化很小, 且滞后于陆地的变化.

4.1 纬向平均温度场

我们将计算结果与实况和原模式结果进行了比较(分别简称为实况比较和模式比较)、从 7 月(图 4a)和 1 月(图 5a)的平均温度场的实况比较(图 2c、图 5c), 可以看到模式已模拟出实测温度场的基本特征. 例如, 对流层顶热带地区的低温中心已模拟出来. 夏季的中心数值为 200K, 范围在 28°N 至 10°S 之间, 与实况(中心温度 200K, 范围在 20°N 至 20°S 之间)基本一致, 缺点是其高度偏高, 为 80hPa(实况为 100hPa). 冬季对流层顶低温中心的数值为 200K, 比实况高 5K, 且位置偏南, 为 30°S(实况在 10°N 至 15°S 之间), 高度仍然偏高. 但其范围与夏季相比变小了, 这一点与实况一致.

平流层中低层: 夏季南极地区的低温中心已模拟出, 其最低值为 190K, 与实况一致,

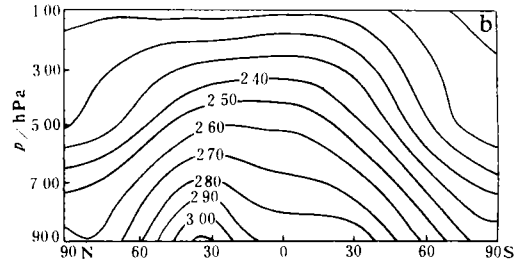
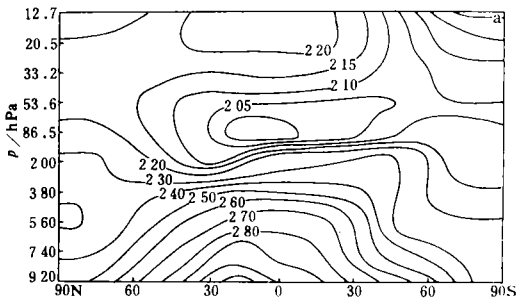


图4 7月长时间模拟平均温度(K)(a)和原模式7月平均温度场(K)(b)

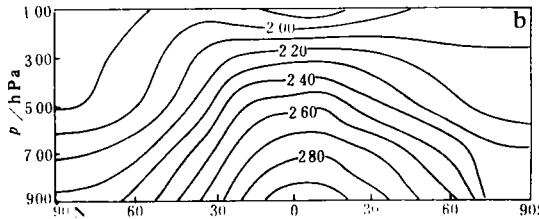
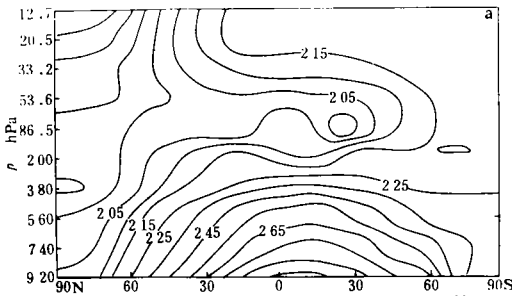
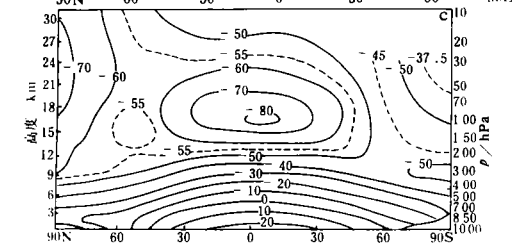


图5 1月长时间模拟平均温度(a)原模式1月平均温度场(K)(b)和用12—2月平均实测值计算的纬向平均温度^[12](°C)(c)



但位置偏高,为12.7hPa(实况位于30hPa).另外,北半球230K的等值线没有模拟出来.冬季南极地区比实况偏低15K,北极地区的低温中心较实况也偏低15K.

对流层:7月和1月平均温度场模式比较的结果表明(图4b、图5b),对于夏季的情况,温度最大值与原模式一样均为310K,比实况高15K;原模式最大值位于35°N,本模式位于17°N,更接近于实况.对于冬季的情况,最大值与原模式一样均为295K,其位置在5°S,与实况接近.可以看到,冬、夏两季模拟的对流层温度分布与原模式及实况相似.所不同的是:在南北两个半球的中高纬地区,模拟的温度偏低,表现在温度零线水平范围比实况小,甚至比原模式还小,这可能与两极下垫面温度偏低有关.

4.2 平均纬向风场

夏季:可以看到模拟结果(图6a)再现了实况中南半球平流层西风急流与对流层西风急流分离的情况,这是本模式的成功之处.平流层西风急流为40m/s,比实况(图3c)差5m/s,但其位置较实况(55°S)偏北15个纬度.对流层的西风急流为35m/s,较实况大5m/s,其位置在30°S,与实况一致.原模式(图6b)南半球对流层西风急流达43m/s,较实况大13m/s.

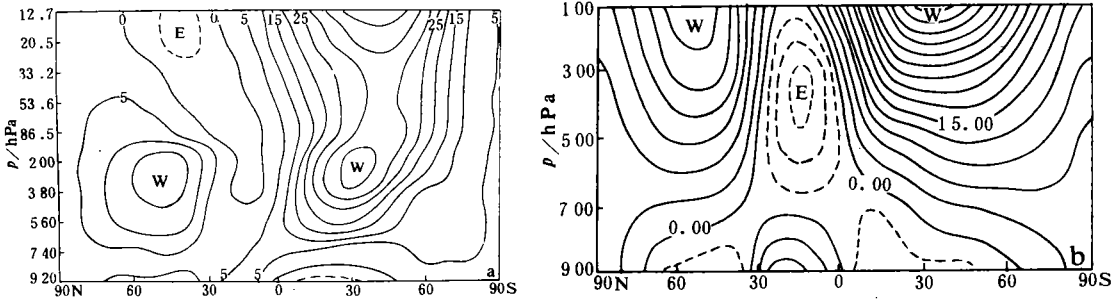


图 6 7 月长时间模拟的平均纬向风 (a) 和原模式 7 月平均纬向风分布 (b) (单位:m/s)

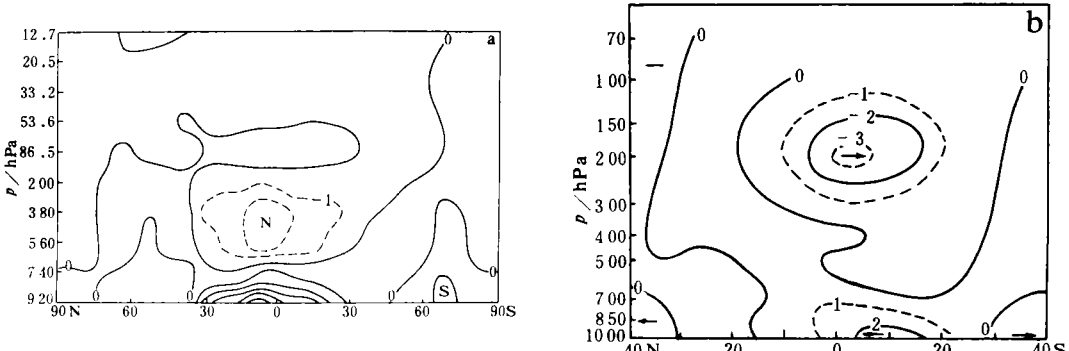


图 7 7 月长时间模拟的平均经向风(a)和用 6—8 月平均实况值计算的经向平均风速(b)(单位:m/s)

北半球的西风中心,模拟结果为 15m/s,与实况吻合,缺点是其中心位置位于 50°N,较实况偏北 5 个纬度,而且其范围也较实况大.同时,我们注意到本模式对赤道地区平流层及对流层中上层东风的模拟是不成功的,位置和强度均与实况有较大的差别.

冬季,北半球平流层的西风急流达 50m/s,比实况大 15m/s,且其位置较实况偏南 24 个纬度(图略).但北半球对流层的西风急流中心未能模拟出来,与实况相应位置(30°N, 200hPa)的数值为 30m/s,比实况要小,而原模式北半球西风急流中心的数值达 60m/s,位于 20°N 附近,均与实况有较大的差距.对于南半球的西风中心,本模式模拟结果为 15m/s,比实况小 5m/s,其位置与实况一致.而原模式南半球西风中心的强度较实况大 10m/s,位置偏北 20 个纬度.跟原模式一样,现模式亦未能模拟出 1 月份对流层中上层上的东风.

由上述分析可知,平流层的加入大大改善了对对流层的模拟,这主要是由于去掉了人为设置在对流层顶的边界所致.同时,本模式能较好地模拟出各物理量场的季节性变化,这一点在下述的经向风场中将再次得到证明.但是,本模式赤道地区平流层及对流层中上层东风的模拟是不理想的,这可能与下垫面所用的方案有关.张正秋和李维亮(1991)^[13]曾对此进行过讨论,在加了冰雪反馈等下垫面参数化的方案后,模拟的效果得到了较明显的改善.

4.3 平均经向风场

7 月平均经向风(图 7a)的实况比较(图 7b)表明,位于 200hPa,5°S 的向极气流 3m/s 的最大值已模拟出来,但其位置在 380hPa,4°N 附近,与实况有差距.并且近地层的过赤

道气流变成了向极气流(位置由实测的 10°S 移至 8°N),且强度大于实测值达 4m/s .而冬季的情况(图略),高空(200hPa)的向极气流最大值已模拟出来,并且其位置较夏季更接近实况,只是强度较实测值大 1m/s .而近地层的过赤道气流最大值与实测的 2m/s 吻合,只是其范围较实况要大.其它地区经向风的分布,由于其值较小,不易进行比较.从冬、夏两季的模拟结果可以看出,本模式的模拟较准确地反映了风场的季节性变化.

5 结 论

(1) 采用 σ - p 坐标方案发展的模式仍保持原模式总质量守恒和总能量守恒的特点,而且从 5 年积分的情况来看,该方案在计算中有较好的稳定性.

(2) 发展后的模式能够较好地模拟出平均温度场、平均纬向风场、平均经向风场及其季节性变化.

(3) 模式加入平流层后,大大改善了对于对流层上层环流的模拟.

(4) 模式的缺点在于对热带地区平流层及对流层中上层东风区出现不真实的模拟,这可能与所采用的下垫面方案有关,需要今后做进一步的改进.

参 考 文 献

- 1 Arakawa A. and V. R. Lamb. Computational design of the basic dynamical process of the UCLA general circulation model. *Methods in Computational Physics*, 1976, **17**: 174—264.
- 2 Li Weiliang, Chen Long-xun, Zhou Xiuji and Gong Wei. The numerical simulation of two-dimensional dynamical climate model with mountain forcing. *Acta Meteorologica Sinica*, 1989, **3**(3): 312—327.
- 3 Peng L. A simple numerical experiment concerning the general circulation in the lower stratosphere. *Pure Appl. Geophys.*, 1965, **61**: 191—218.
- 4 Holton J. R. The dynamic meteorology of the stratosphere and mesosphere. The AMS Press. 1975. 216pp.
- 5 Clark J. H. E. A quasi-geostrophic model of the winter stratospheric circulation. *Mon. Wea. Rev.* 1970, **98**: 443—461.
- 6 Manabe S. and B. G. Hunt. Experiments with a stratospheric general circulation model. I. Radiative and dynamic aspects. *Mon Wea. Rev.*, 1968, **96**: 477—502.
- 7 Smagorinsky J., S. Manabe and J. L. Holloway, Numerical results from a nine-level general circulation model of the atmosphere. *Mon. wea. Rev.*, 1965, **93**: 727—768.
- 8 Kasahara A. and W. M. Washington. General circulation experiments with a six-layer NCAR model. including orography, cloudiness and surface temperature calculations. *J. Atmos. Sci.*, 1971, **28**: 657—701.
- 9 Washington W. M. and C. L. Parkinson. An introduction to three-dimensional climate modelling. Oxford University Press. 1986. 422pp.
- 10 Wang Wei-Chyung and P. Barry Ryan. Overlapping effect of atmospheric H_2O , CO_2 and O_3 on the CO_2 radiative effect. *Tellus*, 1983, **35**(B): 81—91.
- 11 Tokioka T. Some considerations on vertical differencing. *Journal of the meteorological society of Japan*, 1978, **56**: 98—111.
- 12 Newell, R. E., J. W. Kidson, D. G. Vincent, and G. J. Boer. The general circulation of the tropical atmosphere, The MIT Press, 1972. 1: pp258
- 13 Zhang Zhengqiu, Li Weiliang and Chen Longxun. Numerical experiments on the effect of Qinghai Xizang Plateau snow cover on summer monsoon formation. *Acta Meteorologica Sinica*, 1991, **5**(4): 442—455.

A REFORMED GLOBAL CLIMATE MODEL EXTENDED FROM TROPOSPHERE UP TO STRATOSPHERE

Mo Wentao Li Weiliang

(Chinese Academy of Meteorological Sciences, Beijing 100081)

Abstract

Using Arakawa's(1976)^[1]“ $\sigma-p$ ” coordinate, a two-dimensional global tropospheric model was reformed and extended up to stratosphere in the vertical level. The developed model not only has good stability in computation, but also the good performance to simulate the general feature of the mean temperature, mean zonal and meridional motion and their seasonal variation.

It is also proved that the extension of the vertical level onto the stratosphere in a general circulation model is able to improve the description of the upper tropospheric circulation.

Key words: Two dimensional model with primitive equations; Development; Hybrid coordinate; Stratosphere.