

## 一个大气环流模式差分格式的检验\*

曾庆存 袁重光 张学洪 包 宁

(中国科学院大气物理研究所)

### 提 要

本文用两种工具对我们设计的一个大气环流模式及其差分格式作了较为严格的检验。首先,我们用检验球面模式的传统工具 Rossby-Haurwitz 波对简化的正压模式进行了检验,其效果与欧洲中心的结果极为一致。其次,我们发展了检验斜压初始方程模式的工具——非线性 Haurwitz 波,并对环流模式的框架部分作了检验,取得了令人满意的结果。

### 一、引 言

大气环流的研究及数值试验工作近年来有很大的进展,自然环境的变化趋势,人类活动对自然环境的影响,都对大气环流的研究提出了新的更高的要求,愈来愈多地引起各国气象学家的重视。几年前,大气环流的数值模拟工作大都局限于大气的气候平均状态,近年来已逐渐发展为对环流异常或是短期气候变化的模拟,同时也为一个月至季度长期预告开辟了良好的前景。

作为大气环流数值模拟的必备手段——大气环流模式,国外从 50 年代就开始研制,我国在这方面也作过一些工作,但是由于各种条件的限制未能完全实现。现代大气科学的进展及国民经济长远规划的需要,许多问题都需要通过大气环流模式来进行模拟试验,因此,发展一个大气环流模式在当前是十分必要的。

大气环流的模拟往往需要作很长时间的积分,因而对差分格式有较高要求。在[1]、[2]中我们讨论了克服非线性不稳定的途径,指出了差分方程应保持微分方程具有的整体特性,并进一步构造了能量完全守恒的算法。在此基础上发展了一个大气海洋耦合的三维全球模式,并且对它的动力学框架作了比较严格的数学检验,本文将主要介绍动力学框架部份及其检验的结果。

### 二、模 式 概 况

#### 1. 基本方程组

取球面上原点位于球心的 $(\theta, \lambda, p)$ 坐标,斜压原始方程组可写成

\* 本文于 1985 年 4 月 16 日收到, 1985 年 10 月 21 日收到修改稿。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial v_\theta}{\partial t} + \frac{v_\theta}{a} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_\lambda}{a \sin \theta} \frac{\partial v_\theta}{\partial \lambda} + \omega \frac{\partial v_\theta}{\partial p} = \tilde{f} v_\lambda - \frac{\partial \phi}{a \partial \theta} \\ \frac{\partial v_\lambda}{\partial t} + \frac{v_\theta}{a} \frac{\partial v_\lambda}{\partial \theta} + \frac{v_\lambda}{a \sin \theta} \frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda} + \omega \frac{\partial v_\lambda}{\partial p} = -\tilde{f} v_\theta - \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} \\ C_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{v_\theta}{a} \frac{\partial T}{\partial \theta} + \frac{v_\lambda}{a \sin \theta} \frac{\partial T}{\partial \lambda} + \omega \frac{\partial T}{\partial p} \right) = \frac{RT}{p} \omega \\ \frac{1}{a \sin \theta} \left( \frac{\partial v_\theta \sin \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda} \right) + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \\ \frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{RT}{p} \end{array} \right. \quad (1)$$

这里  $\tilde{f} = 2\omega \cos \theta + \frac{\text{ctg } \theta}{a} v_\lambda$  是折合柯氏参数,  $\theta$  的方向北风为正, 其余符号都是常用的。

考虑一种静止的标准大气  $\tilde{T}(p)$ 、 $\tilde{\phi}(p)$ , 满足静力平衡, 求得描述扰动状态的方程组, 再取如下的坐标变换并略去扰动量右上角的“,”:

$$\text{地形坐标 } \sigma = \frac{p-p_1}{p_{e1}}, \quad p_{e1} = p_e - p_1$$

$$\text{扰动量 } T_e = \frac{\sigma}{\sigma + p_1/p_{e1}} T$$

$$\text{并记 } C_e^2 = \frac{\sigma}{\sigma + p_1/p_{e1}} c_0^2$$

并引进新变量并记  $u = v_\lambda, v = v_\theta$

$$U = Pu, V = Pv, W = P\dot{\sigma} \quad P = \sqrt{p_{e1}}$$

并记  $\Phi = \frac{RPT}{c_0}$ ,  $S = \frac{\sigma}{\sigma + p_1/P^2}$  将方程组化为

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial V}{\partial t} = -\sum_{m=1}^3 \mathcal{L}_m(V) + \tilde{f}U - \mathcal{D}_\theta^{(1)} - \mathcal{D}_\theta^{(2)} \\ \frac{\partial U}{\partial t} = -\sum_{m=1}^3 \mathcal{L}_m(U) - \tilde{f}V - \mathcal{D}_\lambda^{(1)} - \mathcal{D}_\lambda^{(2)} \\ \frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\sum_{m=1}^3 \mathcal{L}_m(\Phi) + \frac{S}{P\sigma} \left( c_0 + \delta \frac{\partial \Phi}{\partial P} \right) [\Omega^{(1)} + \Omega^{(2)}] \\ \frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{1}{2P} D(P) \\ \frac{\partial \phi}{\partial \sigma} = -\frac{c_0 S \Phi}{P\sigma} \end{array} \right. \quad (2)$$

取垂直边界条件:

$$W|_{\sigma=0,1} = 0$$

这里算子的具体表达式为

$$\begin{cases}
 \mathcal{L}_1(F) = \frac{1}{2a \sin \theta} \left( 2 \frac{\partial F u}{\partial \lambda} - F \frac{\partial u}{\partial \lambda} \right) \\
 \mathcal{L}_2(F) = \frac{1}{2a \sin \theta} \left( 2 \frac{\partial F v \sin \theta}{\partial \theta} - F \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) \\
 \mathcal{L}_3(F) = 2 \frac{\partial F \dot{\sigma}}{\partial \sigma} - F \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} \\
 \varphi_s^{(1)} = P \frac{\partial \phi}{a \partial \theta}, \varphi_\lambda^{(1)} = P \frac{\partial \phi}{a \sin \theta \partial \lambda} \\
 \varphi_s^{(2)} = 2 \frac{\cos \Phi}{P} \frac{\partial P}{a \partial \theta}, \varphi_\lambda^{(2)} = 2 \frac{\cos \Phi}{P} \frac{\partial P}{a \sin \theta \partial \lambda} \\
 \Omega^{(1)} = P W + 0.2 P \frac{\partial P}{\partial t} \\
 \Omega^{(2)} = \sigma \left( 2 V \frac{\partial P}{a \partial \theta} + 2 U \frac{\partial P}{a \sin \theta \partial \lambda} \right) \\
 D(F) = \frac{1}{a \sin \theta} \left( \frac{\partial F V \sin \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial F U}{\partial \lambda} \right) + \frac{\partial F W}{\partial \sigma}
 \end{cases} \quad (3)$$

总有效能量方程

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial t} \int_0^1 \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{1}{2} (U^2 + V^2 + \Phi^2) a^2 \sin \theta d\lambda d\sigma + \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \phi'_s \frac{\partial P^2}{\partial t} a^2 \sin \theta d\theta d\lambda \\
 & = \delta \int_0^1 \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{\kappa S \Phi^2}{\sigma P^2} [\Omega^{(1)} + \Omega^{(2)}] a^2 \sin \theta d\theta d\lambda d\sigma
 \end{aligned} \quad (4)$$

当  $\delta=0$  并取  $\phi'_s = \frac{R \tilde{T}_s}{\tilde{P}_s} P'_s$  时有总有效能量守恒

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left[ \int_0^1 \frac{1}{2} (U^2 + V^2 + \Phi^2) d\sigma + \frac{R \tilde{T}_s}{2 \tilde{P}_s} P'_{e,s} \right] a^2 \sin \theta d\theta d\lambda = 0 \quad (5)$$

若不采用扣除标准层结的方程组时,保持总能量守恒,但总位能比总动能大三个量级,位能的微小变化可以产生动能的成倍增长,在总有效能量守恒情况下,它们之间的量级差别缩小了,可能是一个更强的约束条件,对于长时间的积分是有利的。

## 2. 空间差分格式

在垂直方向将  $P_s$  (大气顶  $P_s \approx 0$ ) 到  $P_e$  (地面) 分为  $K$  层,将  $W, \phi$  写在  $1/2$  层上,  $U, V, \Phi$  写在整层上,垂直格距  $\Delta\sigma = 1/K$ ,

水平方向的格点分布取  $c$  格网,东西方向为周期性边界,两极由连续性要求有

$$U|_{\theta=0, \pi} = u|_{\theta=0, \pi} = 0$$

我们写出几个主要项的差分格式如下

$$\begin{cases}
 [\mathcal{L}_1(U)]_{i,j,k} = \frac{1}{2\alpha \sin \theta_j \Delta \lambda} [\bar{u}_{i+\frac{1}{2}}^\lambda U_{i+1} - \bar{u}_{i-\frac{1}{2}}^\lambda U_{i-1}]_{j,k} \\
 [\mathcal{L}_2(U)]_{i,j,k} = \frac{1}{2\alpha \sin \theta_j \Delta \theta} [(\bar{v}^\lambda \sin \theta)_{j+\frac{1}{2}} U_{i+1} - (\bar{v}^\lambda \sin \theta)_{j-\frac{1}{2}} U_{i-1}]_{i,k} \\
 [\mathcal{L}_3(U)]_{i,j,k} = \frac{1}{2\Delta \sigma} [\bar{\sigma}_{k+\frac{1}{2}}^{-\lambda} U_{k+1} - \bar{\sigma}_{k-\frac{1}{2}}^{-\lambda} U_{k-1}]_{i,j} \\
 [\mathcal{L}_1(V)]_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k} = \frac{1}{2\alpha \sin \theta_{j+\frac{1}{2}} \Delta \lambda} [\bar{u}_{i+1}^\theta V_{j+\frac{3}{2}} - \bar{u}_i^\theta V_{j-\frac{1}{2}}]_{i+\frac{1}{2}, k} \\
 [\mathcal{L}_2(V)]_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k} = \frac{1}{2\alpha \sin \theta_{j+\frac{1}{2}} \Delta \theta} [(\bar{v} \sin \theta)_{j+1}^\theta V_{j+\frac{3}{2}} \\
 \quad - (\bar{v} \sin \theta)_j^\theta V_{j-\frac{1}{2}}]_{i+\frac{1}{2}, k} \\
 [\mathcal{L}_3(V)]_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k} = \frac{1}{2\Delta \sigma} [\bar{\sigma}_{k+\frac{1}{2}}^\theta V_{k+1} - \bar{\sigma}_{k-\frac{1}{2}}^\theta V_{k-1}]_{i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}} \\
 [\mathcal{L}_1(\Phi)]_{i+\frac{1}{2}, j, k} = \frac{1}{2\alpha \sin \theta_j \Delta \lambda} [u_{i+1} \Phi_{j+\frac{3}{2}} - u_i \Phi_{j-\frac{1}{2}}]_{j, k} \\
 [\mathcal{L}_2(\Phi)]_{i+\frac{1}{2}, j, k} = \frac{1}{2\alpha \sin \theta_j \Delta \theta} [(v \sin \theta)_{j+\frac{1}{2}} \Phi_{i+1} - (v \sin \theta)_{j-\frac{1}{2}} \Phi_{i-1}]_{i+\frac{1}{2}, k} \\
 [\mathcal{L}_3(\Phi)]_{i+\frac{1}{2}, j, k} = \frac{1}{2\Delta \sigma} [\bar{\sigma}_{k+\frac{1}{2}} \Phi_{k+1} - \bar{\sigma}_{k-\frac{1}{2}} \Phi_{k-1}]_{i+\frac{1}{2}, j}
 \end{cases} \quad (6)$$

其它较简单的中央差的项这里就不写了。这样的差分格式不仅能保持整体性质，而且能保证总能量的各个部分有正确的相互转换关系。

关于时间积分方案暂时取 Leap-frog 加时间滤波及极区倾向滤波，起步用一个  $\Delta t$  的前差，时间滤波为

$$\begin{aligned}
 \tilde{F}^n &= F^n + \alpha(F^{n+1} - 2F^n + F^{n-1}) \\
 &= (1-2\alpha)F^n + 2\alpha \left[ F^{n-1} + \Delta t \left( \frac{\partial F}{\partial t} \right)^n \right]
 \end{aligned} \quad (7)$$

取  $\alpha=0.025$ 。在  $60^\circ\text{N}$  以北及  $60^\circ\text{S}$  以南的两个极区对倾向作滤波，沿纬圈方向作 FFT，去掉波数  $l > lM_j$  或  $lM_{j+\frac{1}{2}}$  的分量再作逆变换， $lM_j$  及  $lM_{j+\frac{1}{2}}$  由下式计算

$$lM_j = \left[ \frac{l}{2} \frac{\sin \theta_j}{\sin \pi/6} \right], \quad lM_{j+\frac{1}{2}} = \left[ \frac{l}{2} \frac{\sin \theta_{j+\frac{1}{2}}}{\sin \pi/6} \right] \quad (8)$$

$l$  为纬圈上的格点数， $j$  表示  $\theta$  方向的序号， $[ \ ]$  表示取整数部分。

由于计算条件的限制暂时取  $K=2, \Delta \lambda=5^\circ, \Delta \theta=4^\circ, \Delta t$  取 5~10 分钟。

### 三、模式性能的检验

对于差分格式性能的检验，最严格的方法是求得方程的分析解，然后用差分计算与分析解相对比。不幸的是完全的原始方程组无法求得其分析解，对于数值模拟工作来说，对差分格式的检验又是十分重要的，它直接关系到模拟结果的是否可信，因此我们利用国际

惯用的 Rossby-Haurwitz 波以及最近发展成的弱斜压性波动解对上面介绍的差分方案的性能进行了严格的考验，分两方面介绍如下：

### 1. 正压模式 RH 波检验

虽然我们取了较粗的网格，层数只取了两层，仍然要耗费很多机时，为此我们将模式简化成一个正压模式，以检验其水平差分格式的性能。自 Haurwitz, Phillips 发展了球面上正压涡度方程的一类行波解(简称 RH 波)以来，在全球网格的研究，球面模式差分格式的检验，以及各种球面模式的比较等方面都有大量重要的应用，用 RH 波初值来检验球面自由面模式的性能已成为一种传统的习惯，现代许多著名的模式都进行过这项检验，我们将把检验结果与欧洲中心所作检验相比较。

简化后的正压模式方程组如下：

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial t} + \sum_{k=1}^2 \mathcal{L}_k(U) = \frac{-\Phi^*}{a \sin \theta} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda} - \tilde{f} V \\ \frac{\partial V}{\partial t} + \sum_{k=1}^2 \mathcal{L}_k(V) = -\frac{\Phi^*}{a} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} + \tilde{f} U \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{a \sin \theta} \left( \frac{\partial \Phi^* U}{\partial \lambda} + \frac{\partial \Phi^* V \sin \theta}{\partial \theta} \right) = 0 \end{cases} \quad (9)$$

这里除  $U = \Phi u, V = \Phi v, \Phi = \sqrt{g(h - h_s)}$ ， $h$  为自由面高度， $h_s$  为地形面高度外，其余符号都和前面一样，差分格式，网格配置也和前面相同。

RH 波有四个参数，自由面基准高度  $\tilde{Z}$ ，波数  $m$ ，代表基流和扰动强度的  $\omega$  和  $K$ ，多数试验都沿用当年 Phillips 所取的参数， $\tilde{Z} = 8^{km}, m = 4, \omega = k = 7.848 \cdot 10^{-6} \text{秒}^{-1}$ ，我们选取了下列几组参数值进行了试验。

1.  $\tilde{Z} = 8^{km}, m = 4, \omega = 7.848 \cdot 10^{-6}, k = 7.848 \cdot 10^{-6}$
2.  $\tilde{Z} = 5^{km}, m = 4, \omega = 7.848 \cdot 10^{-6}, k = 4.5 \cdot 10^{-6}$
3.  $\tilde{Z} = 12^{km}, m = 1, \omega = 7.848 \cdot 10^{-6}, k = 7.848 \cdot 10^{-6}$
4.  $\tilde{Z} = 8^{km}, m = 6, \omega = 7.848 \cdot 10^{-6}, k = 7.848 \cdot 10^{-6}$

图 1 到图 4 是取第一组参数进行试验的结果。图 1 上的虚线是 RH 波动初始场，实线是积分 66 天的结果，除中纬的梯度略有变动外波形和初值是十分相似的，在整个积分期间，切断中心周期性地出现、消失，反映了 RH 波对于初始方程只是一个较好的近似解，存在着角动量的南北输送，不能完全保持波形不变，在过去许多模式的检验中都有这种现象。图 2 是积分过程中的能量变化，总动能的变化小于 3%，总位涡拟能(按 Arakawa 定义)的变化小于千分之二，几乎完全守恒。图 3 是欧洲中心正压模式积分第十天的结果，图 4 是本文模式第十天的结果，二者相比，从波形到移动速度都极为一致，虽然我们的计算所用格距比欧洲中心的要粗得多，但是稳定性、精度差不多达到了相同的水平。

图 5 实线是第二组参数积分第 120 天的高度场，虚线是初始场。波形变化很小，在整个积分过程中，角动量的南北输送比较微弱，不出现波状与切断交替的现象，始终维持一种波形，只是部分地区的梯度略有变化。这一组参数下波动的理论相速为每天 12.2 经度，实际积分的相速为每天 10.02 经度，且移动极为均匀，120 天的过程中主波振幅也未衰减，作为检验初始方程差分格式来说，这一组参数可能更为合适一些。

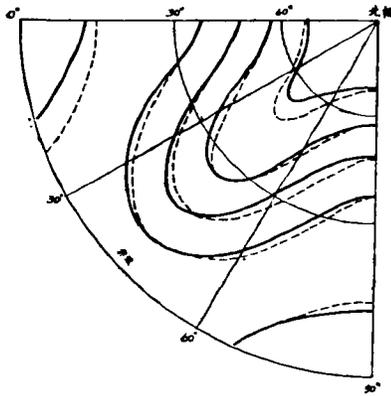


图 1

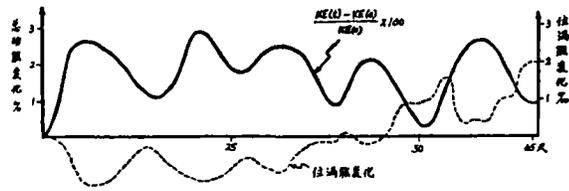


图 2

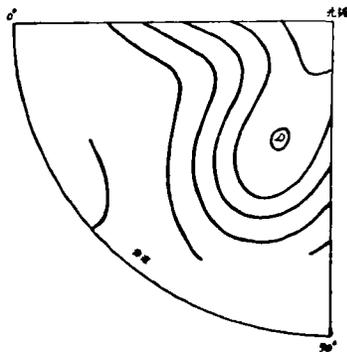


图 3

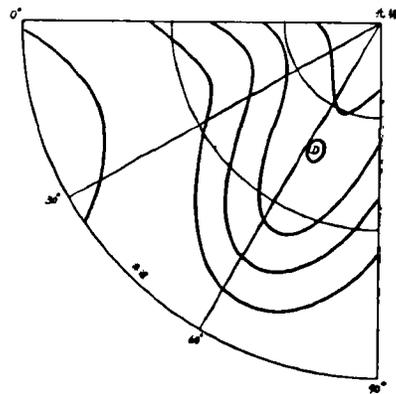


图 4

图 6 是第三组参数积分至第十天的结果,与欧洲中心的结果也十分相似,但是理论流速在有辐散情况时误差较大。在超长波,具有强的穿极气流时模式仍能稳定而正确地模拟其演变。

第四组参数是 6 波,波长属于大气长波的范围,过去的试验认为属于强烈发展的波,很快加深切断,和我们的试验大体上是一致的,波动很快加强切断,以后一直维持切断,变化较小,这个试验积分了 35 天,未作更长的计算。图 7 是积分第 25 天的结果,以后基本维持少变。

## 2. 斜压模式弱斜压性波动解的检验

对于斜压初始方程,没有现成的象 RH 波那样的检验工具,为此我们发展了一套球面上斜压大气中的非线性 Haurwitz 波,作为检验球面斜压原始方程模式的工具,其详细内容将有专文介绍,这里简要叙述如下:

考虑大尺度低速流中的慢波,波数大于 3,采用深水条件,弱可压缩性及弱的垂直扰动度,引进流函数,将涡度方程和散度方程无量纲化,考虑两层模式,按小参数展开,可以求出对线性 RH 波的高阶修正部分应满足的微分方程组:

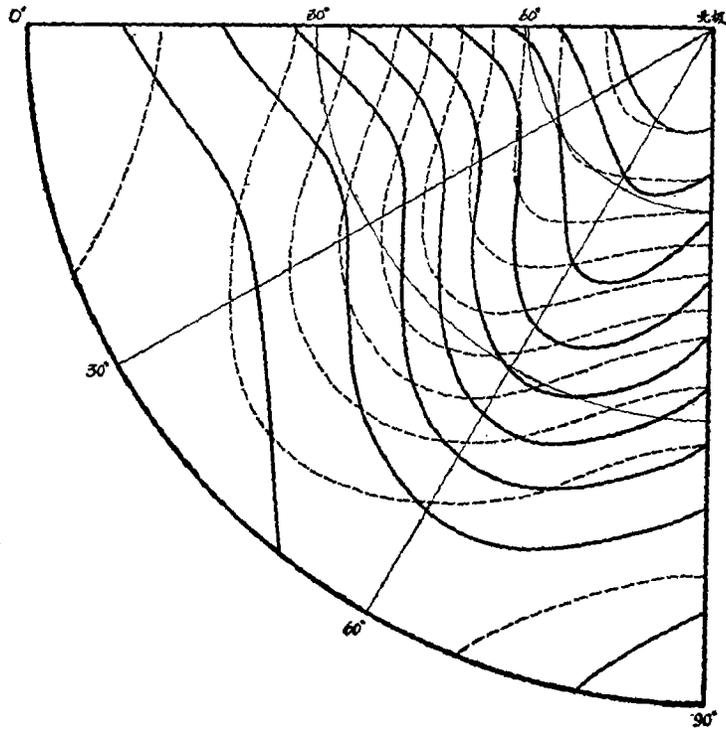


图 5

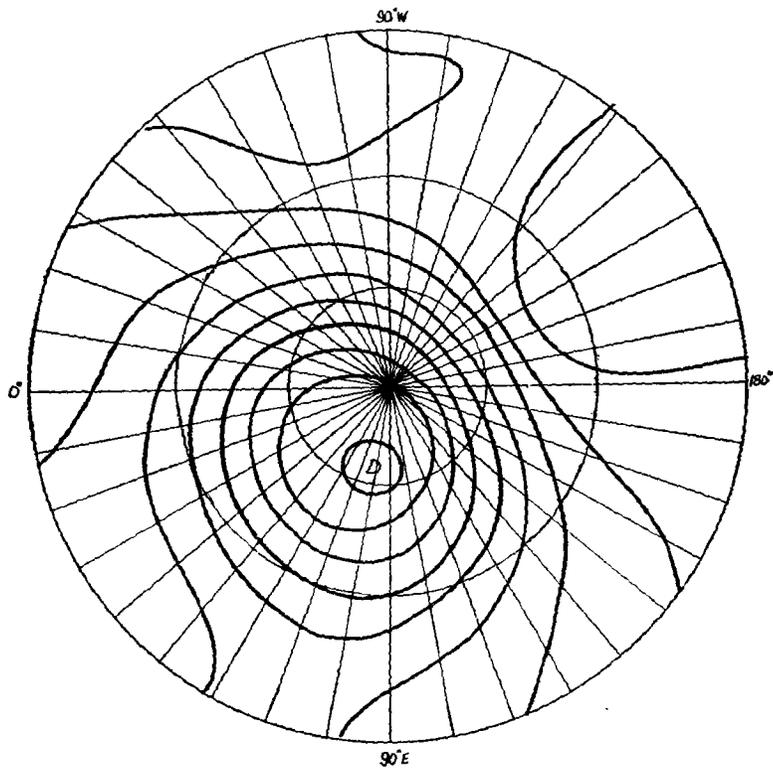


图 6

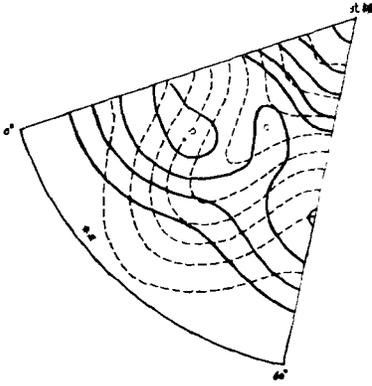


图 7

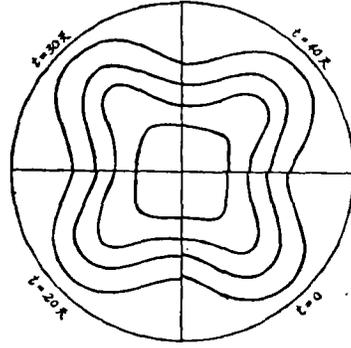


图 8

$$\begin{aligned} \sigma_2 &= \frac{\delta^* \delta'' \sigma}{S^2} \left[ \frac{\partial T'_{e0}}{\partial t} + J(\tilde{\mu}^{-1} \Psi_0, \tilde{\mu}^{-1} T'_{e0}) \right] \\ \Delta(\tilde{\mu}^{-1} \chi_2) &= \frac{\partial \delta_2}{\partial \sigma} - \delta'' \left[ \frac{\partial P'_{e00}}{\partial t} + J(\tilde{\mu}^{-1} \Psi_0, \tilde{\mu}^{-1} P'_{e00}) \right] \\ \frac{\partial}{\partial t} \Delta(\tilde{\mu}^{-2} \Psi_1) &+ J[\tilde{\mu}^{-1} \Psi_0, \tilde{\mu}^{-1} \Delta(\tilde{\mu}^{-2} \Psi_1)] + J[\tilde{\mu}^{-1} \Psi_1, \tilde{\mu}^{-1} \Delta(\tilde{\mu}^{-2} \Psi_0)] + \\ &+ \delta_\mu \frac{\partial}{\partial \lambda} (\tilde{\mu}^{-1} \Psi_1) = -\cos \theta \Delta(\tilde{\mu}^{-2} \chi_2) \\ \Delta(\tilde{\mu}^{-2} \phi'_1) &= \cos \theta \Delta(\tilde{\mu}^{-2} \Psi_1) - \varepsilon \left\{ \delta_\mu \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} (\tilde{\mu} \Psi_1) - 2 \Delta(\tilde{\mu}^{-2} \Psi_0) \cdot \Delta(\tilde{\mu}^{-2} \Psi_1) - \right. \\ &- \nabla(\tilde{\mu}^{-1} \Psi_0) \cdot \nabla[\tilde{\mu}^{-1} \Delta(\tilde{\mu}^{-2} \Psi_1)] - \nabla(\tilde{\mu}^{-1} \Psi_1) \cdot \nabla[\tilde{\mu}^{-1} \Delta(\tilde{\mu}^{-2} \Psi_0)] + \\ &\left. + \Delta[\tilde{\mu}^{-2} \nabla(\tilde{\mu}^{-1} \Psi_0) \cdot \nabla(\tilde{\mu}^{-1} \Psi_1)] \right\} \\ T'_{e1} &= -\frac{\sigma}{\varepsilon^*} \frac{\partial \phi'_1}{\partial \sigma} \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} - c \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ c = c_0 + \varepsilon c_1 + \dots \end{aligned}$$

$c_0$ 即 RH 波的相速,  $c_1$ 则是  $\Psi_1$ 所满足的一阶位涡度方程的特征值,  $\delta^*$ ,  $\delta''$ ,  $\tilde{\mu}$ ,  $\varepsilon$ 都是小参数, 变量的写法与模式相一致, 右下角的 0, 1, 2 表示第几阶近似, 用球函数展开求解, 但是求解高阶近似时, 公式中大量的球函数运算是人工无法承担的, 为此专门设计了一套由计算机自动推导的算法, 并自动完成数值求解工作。

我们取波数为 4 按上述方法构造了适用于本文斜压模式的初始场, 取零级近似 (线性) 及一级近似 (非线性) 的 Haurwitz 波分别作了较长时间的积分。图 8 是用一级近似初始场积分 40 天的情况。图中给出的是上层  $\phi$  场, 第四象限给出的是初始场, 第三象限是积分第 20 天的结果, 第二象限是积分第 30 天的结果, 第一象限是积分第 40 天的结果, 在整个积分过程中波形几乎看不出变化, 波动的相速平均每天 -13.5 经度, 也很均匀, 动能的变化始终小于 1%, 理论相速为 -13.2 经度/天。

#### 四、结 语

在数值模拟工作中,对于数值模式差分格式的性能进行较为严格的检验是很重要的,可以判断对模拟结果的可信程度。作为水平差分格式的检验,RH波是一个简便可行的工具,我们建议选取第二、三、四组参数,适当减小参数 $k$ 对保持波型是有益的,比RH波更为严格的工具——非线性波近年来也已经发展到可应用的程度。对于斜压模式的检验,球面斜压非线性 Haurwitz 波看来是目前所能找到的有效的工具,可以进一步推广应用。

本文介绍的环流模式框架部分的设计,经过上述较为严格的检验,其稳定性和精度都是好的,可以和现有国际上知名的模式相比拟。

#### 参 考 文 献

- [1] 曾庆存、李仲贞、袁重光,原始方程差分格式的设计,第二次全国数值天气预报会议论文集,300—313,科学出版社,1980。
- [2] 曾庆存、张学洪,完全保持能量守恒的可压缩流体时-空差分格式和协调的分解算法,中国科学,11期,1355—1366页,1981年。

### A TEST FOR THE DIFFERENCE SCHEME OF A GENERAL CIRCULATION MODEL

Zeng Qingcun Yuan Chongguang Zhang Xuehong Bao Ning

(*Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica*)

#### Abstract

In this paper, we test our difference scheme of a GCM by using two methods. First, we adopt the conventional Rossby-Haurwitz wave as the initial conditions to test the simplified barotropic model. The results are as good as that obtained by the barotropic model of ECMRWF. Second, we developed a nonlinear Haurwitz wave for the baroclinic primitive equations, then use it to test our GCM. The results of the tests are very encouraging.