

数值天气预报中的误差增长及 大气的可预报性*

陈 明 行 纪 立 人

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文用数值试验方法,对模式预报中误差增长的物理机制作了初步研究。结果为,初始误差的大小直接影响以后的误差增长,相比而言,初始误差的随机分布形态影响很小。小尺度误差自身增长较快,并通过各尺度之间的非线性相互作用,小尺度误差向大尺度和行星尺度误差转移,促使整个系统的误差增长。地形对误差增长的影响为,当初始误差特征尺度为小尺度(8—21波)时,地形加强误差增长,初始误差为行星尺度(0—3波)时,地形抑制误差增长,可能存在一临界波长,该波长在4—7波之间。故地形对可预报性的影响与初始误差的特征尺度有关。在初始误差相同时,北半球误差增长较南半球快。最后,为提高模式的预报能力,就模式本身及初始化方案等方面进行了讨论。

一、引 言

由于初始场的误差,模式中物理过程的近似性,以及各种计算误差等导致模式预报的误差,这种误差随着预报时间的延长而增加,在预报时效问题上就是大气的可预报性。误差增长主要取决于大气中的不稳定性及非线性相互作用等。

可预报性问题的系统研究开始于本世纪60年代,研究的一个主要目的是对所谓决定论预报的可能时效作出科学的估计,为当时正进行的全球大气研究计划(GARP)——它的重要目标是发展中期数值天气预报,提供依据,避免盲目性。常用的方法是数值试验方法,采用大气环流数值模式,通过控制(“无误差”)试验和在初始场引入随机误差试验的比较,考察误差增长的速度,确定可预报性的长度^[4,6,8]。例如Smagorinsky^[8]应用GFDL的九层原始方程模式的试验表明前7天误差随时间指数增长,其倍增时间为2.5天,随着误差增长,其增长速度减小,表现出非线性过程,给出的可预报时间约为8天。Lorenz^[4]用28个波的二层斜压模式进行了数值试验,发现误差增长随着“天气形势”有很大的变化,有些4天内误差几乎没有增长,而某些4天中误差增长了10倍。平均来看,风场和温度场的误差倍增时间大约4天,从当前的观测精度来看,这意味着能作一个星期左右的预报。

近年来,气象工作者对可预报性的问题的研究表现出了新的兴趣,这是由于中期数值预报已取得很大进展,一个月的长期数值预报已提上日程,成为未来10年中一个主攻的目

* 本文于1987年12月7日收到,1988年3月29日收到修改稿。

标,有必要对中期预报的进一步发展及长期预报实现的可能性作出估计。而近年来,大气环流模式日臻完善,大气动力学研究近十年来有很大进展,特别是非线性动力学的兴起,为可预报性问题的研究提供了新的观点和方法。人们除了对经典的问题——可预报时间长度作出新的估计外,更注重研究误差增长规律和影响误差增长的物理因子,探索可预报性在时空上不一致的物理原因,从而寻找延长可预报时效的有效途径。Lorenz^[5]曾推测,如果初始误差减小一半,可预报性可增加3天。Shukla^[9]的研究指出,南半球的可预报性衰减明显比北半球快,这与 Miyakoda^[6]的试验结果相同,他们认为这与南北半球的下垫面差异有关。Tibaldi^[10]给出了4年 ECMWF 可预报性的逐月变化,最大值出现在冬季,最小值在夏季。Vallis^[11]研究了 β 和斜压性对可预报性的影响。总的来说,这方面的研究还比较少。本文试图在这方面作些初步研究,包括初始误差特征(大小,分布形态)对以后误差增长的影响,误差增长的波谱特征,地形对不同尺度误差增长的不同影响,以及南北半球误差增长特征比较和初始误差分别在南北半球引入时全球误差增长比较。

二、试 验 方 法

本文试验所用的模式是中国科学院大气物理研究所第二研究室在欧洲中心的谱模式框架基础上设计的二层斜压球面原始方程谱模式。(详见 Chen Jiabin 等^[2]1987)。模式方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi}{\partial t} &= \frac{1}{a(1-\mu^2)} \frac{\partial}{\partial \lambda} (F_v + P_v) - \frac{\partial}{a\partial \mu} (F_* + P_*) \\ \frac{\partial D}{\partial t} &= \frac{1}{a(1-\mu^2)} \frac{\partial}{\partial \lambda} (F_* + P_*) + \frac{\partial}{a\partial \mu} (F_v + P_v) \\ &\quad - \nabla^2 \left(\frac{U^2 + V^2}{2(1-\mu^2)} + \varphi + RT_0 \ln P_* \right) \\ \frac{\partial T'}{\partial t} &= - \frac{1}{a(1-\mu^2)} \frac{\partial}{\partial \lambda} (UT') - \frac{\partial}{a\partial \mu} (VT') + DT' - \dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma} + R \frac{T_v \omega}{P} + P_\tau \\ \frac{\partial q}{\partial t} &= - \frac{1}{a(1-\mu^2)} \frac{\partial}{\partial \lambda} (Uq) - \frac{\partial}{a\partial \mu} (Vq) + Dq - \dot{\sigma} \frac{\partial q}{\partial \sigma} + P_q \\ \frac{\partial \ln P_*}{\partial t} &= - \mathbf{V} \cdot \nabla \ln P_* - \nabla \cdot \mathbf{V} - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} \\ \frac{\partial \varphi}{\partial \ln \sigma} &= -RT \end{aligned}$$

而

$$\begin{aligned} \frac{\omega}{P} &= \mathbf{V} \cdot \nabla \ln P_* - \frac{1}{\sigma} \int_0^\sigma (D + \mathbf{V} \cdot \nabla \ln P_*) d\sigma \\ \dot{\sigma} &= \sigma \int_0^1 (D + \mathbf{V} \cdot \nabla \ln P_*) d\sigma - \int_0^\sigma (D + \mathbf{V} \cdot \nabla \ln P_*) d\sigma \end{aligned}$$

其中

$$\mathbf{V} \cdot \nabla \ln P_* = \frac{1}{a(1-\mu^2)} \left[U \frac{\partial \ln P_*}{\partial \lambda} + (1-\mu^2) V \frac{\partial \ln P_*}{\partial \mu} \right]$$

$$D = \frac{1}{a(1-\mu^2)} \left[\frac{\partial U}{\partial \lambda} + (1-\mu^2) \frac{\partial V}{\partial \mu} \right]$$

$$\xi = f + \frac{1}{a(1-\mu^2)} \left[\frac{\partial V}{\partial \lambda} - (1-\mu^2) \frac{\partial U}{\partial \mu} \right]$$

$$F_u = V\xi - \dot{\sigma} \frac{\partial U}{\partial \sigma} - RT' \frac{\partial \ln P_*}{a \partial \lambda}$$

$$F_v = -U\xi - \dot{\sigma} \frac{\partial V}{\partial \sigma} - RT'(1-\mu^2) \frac{\partial \ln P_*}{a \partial \mu}$$

$$T' = T - T_0(\sigma) \quad \nabla^2 = \frac{1}{a^2(1-\mu^2)} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} + \frac{\partial}{a^2 \partial \mu} \left[(1-\mu^2) \frac{\partial}{\partial \mu} \right]$$

$$U = u \cos \theta \quad V = v \cos \theta \quad \mu = \sin \theta$$

$$\sigma = P/P_* \quad \dot{\sigma} = d\sigma/dt \quad \omega = dP/dt$$

t 为时间, λ 为经度, θ 为纬度, u 为纬向风速, v 为经向风速, φ 为位势高度, P 为气压, P_* 为地面气压, φ_* 为地面位势高度, T 为温度, R 为气体常数, a 为地球半径。

模式垂直方向分二层, $\Delta\sigma = 0.5$ 。水平方向按球面特征函数展开, 截断波数为 21, 截断形式为三角截断, 格点取为 64(纬向) \times 32(经向)。

本文试验所用的全是干模式, 即在水汽方程中令 $q = 0$ 。另外, 也不考虑非绝热强迫项, 即 $P_u = P_v = 0$ 。

预报误差是这样定义的, 以某一初始场作时间积分作为控制积分, 并以此作为完全精确的大气演变过程。另外, 在控制积分的初始场上引入一微小扰动作为初始场的误差, 再以引入扰动后的初始场作相应的时间积分, 作为扰动积分, 扰动积分相当于预报积分。扰动积分和控制积分之间的误差定义为预报误差。预报要素场 X 的均方差为

$$X_{MRS} = \left[\sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N X'(i, j)^2 / N \times M - X_E^2 \right]^{1/2}$$

而

$$X_E = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N X'(i, j) / N \times M$$

$$X'(i, j) = X_c(i, j) - X_p(i, j)$$

其中 $X_c(i, j)$ 和 $X_p(i, j)$ 分别为控制积分和扰动积分所得的物理量 X 在格点 (i, j) 上的值, $X'(i, j)$ 即为相应格点的误差值, M 和 N 为所求标准差区域的纬向和经向格点数。全球 $M = 64$, $N = 32$, X_E 为区域上的误差平均值。

试验所用的初始场均为 1979 年 7 月 9 日 08 时的实况场, 初始误差是这样引入的: 用计算机产生某一分布特征的 $2 \times 64 \times 32$ 个随机数, 分别叠加在 σ 面的二层温度场上。在以下的试验中, 除特别说明外, 初始误差为 $[0.05^\circ\text{C}]$ 的高斯分布。

三、试验结果

1. 初始误差的大小及分布特征对误差增长的影响

图 1 给出了不同初始误差时低层温度场的误差增长曲线。图 1 a 中, 误差增长的差别很小。从图 1 b 中可以看到, 初始时刻较大的误差其增长速度也较快, 也即误差增长是非线性的。

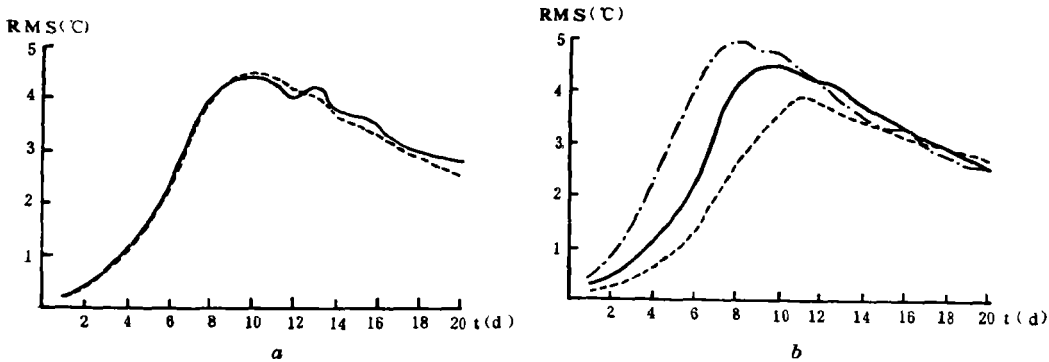


图 1 低层温度场的标准差

(横轴为积分时间, 单位为 d , 纵轴为标准差 RMS, 单位为 $^{\circ}C$ 。a: 初始时刻 $RMS=0.5^{\circ}C$, 实线为均匀分布, 虚线为高斯分布; b: 初始误差均为高斯分布, 实线、虚线和点划线的初始 RMS 分别为 $0.5^{\circ}C$, $0.25^{\circ}C$ 和 $1.0^{\circ}C$)

可以说, 初始误差的大小直接影响到误差增长速度, 以后的误差大小与初始误差大小不成比例, 初始误差大的增长速度也快, 这与误差增长前期呈指数特征有关。相比而言, 初始误差的随机分布形态对以后的误差增长速度影响较小。在数值预报上, 减小初始误差是提高预报精度和延长预报时效的有效途径, 特别对于中长期预报。Lorenz^[5](1982) 曾推测, 如果初始误差减少一半, 那么可预报性可增加 3 天。

2. 误差增长的谱分析

图 2 给出了初始误差在不同波段引入时, 低层温度场的误差增长曲线。初始误差的波数越大(尺度越小), 误差增长的速度越快。这与短波较长波和行星波更具有可能不稳定有关。可以说, 来自小尺度的误差对可预报性的影响要比大尺度和行星尺度的误差明显强烈。自然会提出下述问题: 小尺度误差使整个系统可预报性的强烈衰减是由于小尺度误差本身增长很快, 通过小尺度误差的“堆积”使整个系统误差增长加快, 还是通过各尺度之间的非线性相互作用, 小尺度误差向大尺度和行星尺度转移, 并促成大尺度和行星尺度误差增长, 从而导致整个系统的误差剧烈增长。这一问题对于理论研究和实际数值预报都有重要意义。

图 3 为第 10 天 500 hPa 高度场的全球误差场的谱能展开。初始误差在 8—21 波引入时, 误差谱能超过 2 的波段为 2—12 波, 最大值出现在 7 波, 随着引入初始误差的波段的波数增加, 2—12 波是误差增加最明显的波段。这说明小尺度误差自身增长较快, 并通过各尺度之间的相互作用, 小尺度误差向大尺度和行星尺度误差转移, 整个系统的误差增长较快。

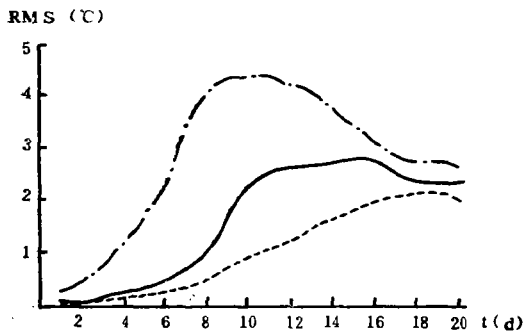


图 2 低层温度场的全球标准差

(虚线、实线和点划线分别表示初始误差在 0—3 波, 4—7 波和 8—21 波引入)

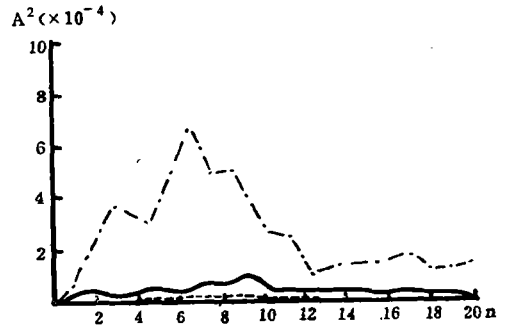


图 3 第 10 天 500 hPa 高度场的全球误差的谱能展开
(说明同图 2)

第 10 天 500 hPa 高度场的误差全球分布(图略)特征为, 北半球误差大于南半球, 中高纬地区大于赤道地区。误差最大的地带为 20°N — 60°N 。另外, 低纬误差零乱, 保持了初始误差引入时的 8—21 波特征, 而中高纬度地区, 误差分布以 6 波为主, 与图 3 的误差谱能最大的波数相近。二半球极地附近误差分布呈行星尺度特征。

3. 地形对误差增长的影响

图 4 给出了地形对温度场误差增长的影响。在整个积分过程中, 考虑地形时的误差比不考虑地形时的误差要大, 也就是说地形的作用加强了误差的增长。从可预报性角度来讲, 地形强迫是大气可预报性的衰减因子(指本个例试验)。可是 Miyakoda^[6](1968)和 Skukla^[9](1981)的研究指出, 大尺度地形有利于行星波建立, 这类行星波足以稳定使得地形强迫成为可预报性的加强因子, 并以此

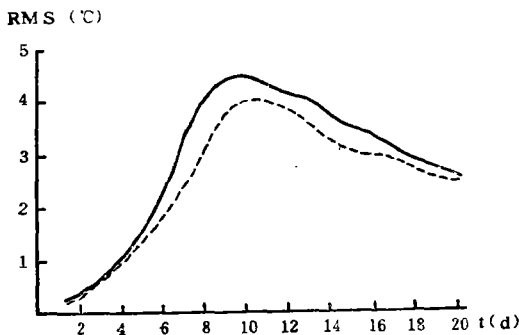


图 4 低层温度场的全球标准差

(实线和虚线分别表示有地形和无地形时的标准差)

解释南半球的可预报性不如北半球的可预报性(因为北半球的海陆地形对比及大地形的空间变化明显强于南半球), 以及夏季可预报性不如冬季(因为夏季北半球地形的动力强迫不如冬季)。事实上, 大尺度地形作为稳定行星波建立的有利机制, 并不意味着大尺度地形是可预报性的加强因子。因为可预报性还由其它尺度波动的稳定性等因子决定的。如果地形对行星波是稳定机制, 而对长波和短波是不稳定机制, 那么地形对整个系统的可预报性影响有可能是衰减因子。因此地形对误差的影响与初始误差的特征尺度和初始流场有很大关系。下面给出了初始误差的特征尺度不同时, 地形对误差增长的不同影响。

图 5 为初始误差在不同波段引入时地形对低层温度场误差增长的不同影响。a 中有地形时的误差小于不考虑地形时的误差。b 中在前 12 天, 有地形时的误差大于无地形时

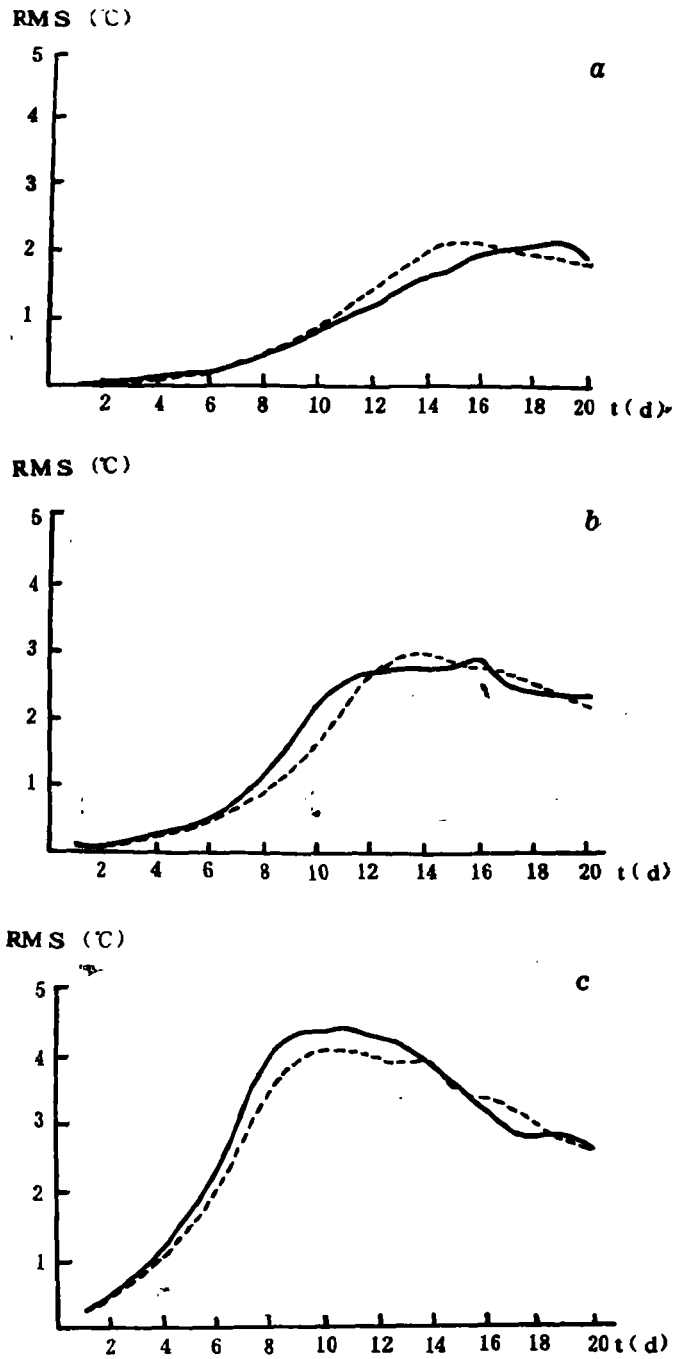


图5 地形对温度场(低层)误差增长的影响
(实线为考虑地形时的误差, 虚线为不考虑地形时的误差; a 为初始误差在 0—3 波引入, b 为初始误差在 4—7 波引入, c 为初始误差在 8—21 波引入)

的误差。 c 中在整个误差增长过程中,有地形时的误差比无地形时的误差要大,且二者之差最为明显。

地形对行星尺度(0—3波)误差增长起抑制作用,对小尺度(8—21波)误差增长起加强作用。这种地形对不同尺度的误差增长的不同影响,可能存在某一临界波数(地形对超过这一波数的误差的增长起加强作用,对小于这一波数的误差的增长起抑制作用),那么这一临界波数位于4—7之间。Charney and Straus^[1](1980)指出了大尺度地形对于斜压不稳定的影响,对波数小于或等于5的波动,地形是一稳定因子,对波数大于5的波动,地形是一不稳定因子。这一理论与地形对不同尺度误差增长的不同影响这一结果相吻合。

4. 南北半球误差增长特征比较及初始误差分别在南北半球引入时全球误差增长比较

图6给出了南北半球标准差的演变特征,当初始误差相同时,无论考虑地形与否,北半球的误差增长都比南半球快,二者的增长速度之差在考虑地形时要比不考虑地形时要大。

业务预报及前人研究表明,南半球的可预报性(与相应的实况场比较)衰减明显比北半球迅速,并作了如下解释:第一由于南半球测站稀少,在初始场中就带入较大的误差;第二南半球大尺度地形强迫远不如北半球强烈。本文试验表明,在初始误差相同时,南半球的误差增长比北半球误差增长缓慢,而且北半球的地形强迫使北半球的误差增长更加比南半球迅速。可以说,前述的第二个原因并非普遍成立,南半球的可预报性比北半球差的主要原因可能在于初始误差南半球较大。

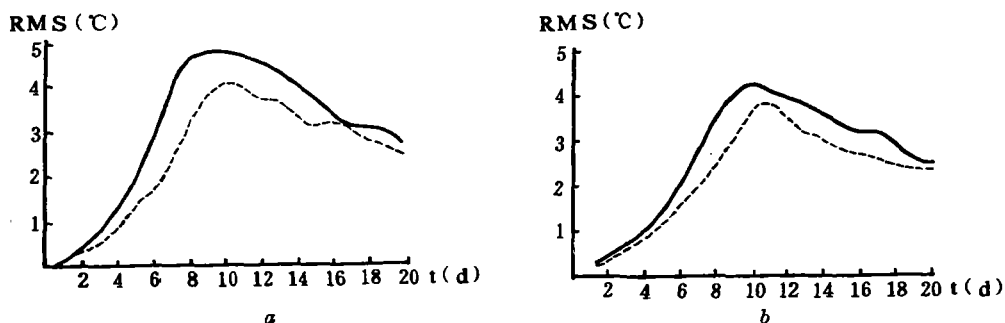


图6 低层温度场的半球标准差
(实线为北半球标准差,虚线为南半球标准差; a 为有地形情形, b 为无地形情形)

图7给出了初始误差引入南北半球时全球温度场的标准差。可以看到,初始误差引入北半球时的全球标准差的增长比引入南半球时要快。这说明这样一个问题,初始误差出现的位置与以后系统的误差增长速度密切相关。当初始误差位于不稳定区(包括正压、斜压不稳定,地形不稳定等),误差增长剧烈,但寻找这种误差增长剧烈区是很复杂的。

四、总结和讨论

初始误差的大小(以标准差表示)对误差增长有直接影响。当初始误差较大时,误差增长也较快,这与误差增长前期呈指数特征有关。相比而言,初始误差的随机分布形态对

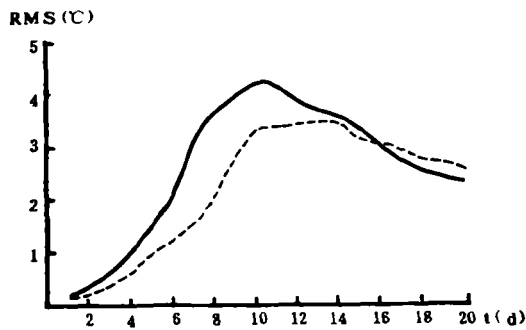


图7 低层温度场的全球标准差
(实线和虚线分别为初始误差在北半球和南半球引入, 积分中考虑了地形)

误差增长速度影响很小。

对误差增长的谱分析表明,初始误差尺度越小,其增长速度越快。并通过各尺度之间的非线性相互作用,使得整个系统误差增长更快。

地形对误差增长的影响表现为,当初始误差的特征尺度为小尺度(8—21波)时,地形加强误差增长,当初始误差特征尺度为行星尺度(0—3波),地形抑制误差增长。可能存在某一临界波数,该波数在4—7之间。

本文所选个例试验表明,当南半球和北半球初始误差相同时,北半球误差增长比南半球误差增长迅速。业务预报和一些试验表明,南半球实际可预报性的衰减明显快于北半球,其主要原因可能是南半球初始误差较大,

实践表明,初始场的质量好坏对数值预报的效果是至关重要的。为了提高预报水平除了一般地改进资料分析同化的质量外,根据以上分析,对于一些误差增长的敏感区,需格外小心,例如斜压不稳定或其他不稳定发展地区。由于地形对长波和天气尺度波是不稳定因子,高原地区的资料处理和模式地形描写就具有特殊的意义,这方面已有成功的例子。Wallace^[12]等(1983)引入包络地形,减小了预报的系统误差。此外,提高模式分辨率仍是当前改进预报的有效手段,但随着分辨率的提高,不可避免地带入了更小尺度的误差,这些误差本身增长较快,并通过非线性作用,促使整个系统的误差增长。可以说,对于高分辨模式需要更精确的初始场,特别是通过物理的或数学的方法,消除小尺度的误差。

实际初始场的误差分布不一定是随机的,且不同地区的初始误差对预报有不同的影响。这里似可提出误差增长的关键区问题,显然,关键区是相对系统而言的。因此,什么样的流型以及什么样的误差分布最有利于误差增长,或者反过来,这个问题对于深入可预报性研究和实际数值预报都是有意义的,近年来已开始了这方面的研究,由于问题本身的复杂性,还没有得到一般的结论,有待于进一步研究。

致谢:在上机过程中,得到了吴万里同志的热情帮助,在此特致谢意。

参 考 文 献

- [1] Charney, J. G., and D. M. Straus, Form-drag instability, multiple equilibria and propagating Planetary waves in baroclinic, orographic forced, planetary wave system, *J. Atmos. Sci.* **37**, 1157-1176, 1980.
- [2] Chen Jiabin, Ji Liren and Wu Wanli, Design and test of an improved scheme for global spectral model with reduced truncation error, *Adv. Atm. Sci.*, **4**, 156-168, 1987.
- [3] Daley, R., Predictability experiments with a baroclinic model, *Atmos.-Ocean*, **19**, 77-89, 1981.
- [4] Lorenz, E. N., A study of the predictability of a 28-variable atmospheric model, *Tellus* **17**, 321-333, 1965.
- [5] Lorenz, E. N., Atmospheric predictability experiments with large numerical model, *Tellus*, **34**, 505-513, 1982.
- [6] Miyakoda, K., and Staff numbers, 1968: Extended prediction with a ninelevel global on the kurihura-grid, WMO/IUGG.
- [7] Simmons, A., J. M. Wallace and G. Branstator, Barotropic wave propagation and instability and atmospheric teleconnection patterns, *J. Atmos. Sci.* **40**, 1363-1392, 1983.
- [8] Smagorinsky, J., Problems and promises of deterministic extended range forecasting, *Bull. Amer. Meteor. Soc.* **50**, 286-311, 1969.
- [9] Shukla, J., Dynamical Predictability of monthly means, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 2547-2572, 1981.
- [10] Tibaldi, S., On the relationship between systematic error of the ECMWF forecast model orographic forcing, *AIP. Con. Pro.*, **106**, 397-418, 1983.
- [11] Vallis, G. K., On the predictability of quasi-geostrophic flow: the effects of beta and baroclinicity, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 10-27, 1983.
- [12] Wallace, J. M., S. Tibaldi and A. J. Simmons, Reduction of systematic forecast errors in the ECMWF model through the introduction of envelope orography, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **109**, 683-718, 1983.

ERROR GROWTH IN NUMERICAL PREDICTION AND ATMOSPHERIC PREDICTABILITY

Chen Minghang Ji Liren

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

The article is to report some research on the error growth and the atmospheric predictability. Some results are obtained by the experiments with a two-level global primitive equations spectral model. The magnitude (RMS) of initial error directly affects the error growth, but its distribution form has little effect on the growth. Small scale error grows rapidly and is transferred to large scale error by interaction between different scale waves, which stimulates the growth of error of whole system. Orographic forcing restrains planetary scale error (wavenumbers 0-3) and enhances small scale error (wavenumbers 8 or greater) to grow. Hence, orographic effects on the error growth closely depend on the characteristic scale of initial error, and there may be a critical wave number which is between 4 and 7. The error growth is greater in Northern Hemisphere than in Southern Hemisphere when initial errors are the same. In the end we give some discussion about model, initialization scheme, and so on, to improve model prediction.