

深厚和浅薄球面大气中的斜压行星波*

张 可 苏

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文在包括对流层-平流层-中间层(0—80公里)的半球及全球大气模式中,求解特征值及特征函数问题,得到夏季及冬季纬向平均基流中发展型行星波及天气尺度波的增长率、相速度及空间结构。结果指出,在冬季环流中存在三种不同结构及相速的发展型波动:1. 行星尺度的准稳定 Green波(波数1—2),其振幅在平流层中上部达到极大;2. 深厚而准稳定的 Charney波(波数3—4),其振幅在对流层中达到极大;3. 天气尺度的移动性 Charney波,这是一些波数5—9的对流层波动。在夏季环流中存在两种发展型波动:中间层内自东向西移动的波动1—4及对流层中自西向东移的天气尺度波动。这些发展型波动的结构、移速及出现层次与实际大气中的瞬变波有相当好的对应,由此推论,深厚球面大气基本流的动力不稳定可能是激发这些波动的重要机制。此外,深厚模型与浅薄模型的对比分析指出,以行星波为对象的数值模式必须包括对流层和平流层,简单的对流层模式会严重歪曲行星波的结构与移速。

一、引 言

由于行星尺度波动在中期天气过程及气候异常中的重要性,行星波诊断及其动力学一直是许多气象工作者研究的对象,其中,波动的发生机制、传播规律及其与基本流的相互作用则是这一问题的核心。过去,由于观测的限制,人们的眼光只局限于对流层。近年来,由于卫星资料、高空火箭及高层大气雷达探测技术的进步,人们开始了解行星波的全貌。Geller^[1]分析了1978—1982年共四个冬季的12个月的资料,给出波数1和2的空间结构,它们具有向西倾斜的轴线及显著的年际、月际变化,其位势扰动最大振幅在30—60公里间变动。在对流层阻塞及平流层爆发性增温时期,波动1和2甚至可向上穿透至中间层顶(Labitzke^[2])。O'Neill和Taylor^[3]还给出了行星波随时间演变的例子,表明冬季行星波的生命史约为2—3周,其迅速发展时间约为一周。除了上述深厚而准稳定的冬季行星波外,微波资料证实,低平流层存在从天气尺度到行星尺度的瞬变波谱(Yu等^[4])。在夏季中间层的东风带中,还观测到周期为两天、波数为3、自东向西移的所谓“二日波”(Rodgers等^[5])。本文试图通过对纬向基本流的稳定性分析揭示这些瞬变行星波发生的一

* 本文于1985年4月19日收到,1985年5月27日收到修改稿。

种动力学不稳定机制。

Charney^[6]是大气运动稳定性理论的先驱,他最早在一维 β -平面模型中发现了对流层大气对天气尺度扰动的斜压不稳定性,但他过早地断言斜压不稳定存在着长波截断,因而行星尺度的扰动是动力稳定的。直到 1960 年 Green^[7]才用数值方法证实超长波的弱斜压不稳定性。由于使用过分简化的一维模式,他所得到的波动垂直结构与实况相去甚远。此后,人们即转向对大尺度地形及热源强迫波的研究。直到最近,稳定性理论才重新引起注意。郭晓岚^[8]在一维 β -平面模型中对 0—100 公里的中纬度西风廓线的计算证明,存在着对流层的 Charney 模态及平流层的 Green 模态。Hartmann^[9]和 Straus^[10]进而用球面线性模型,分别对南半球及北半球的冬季平均流进行了长达 100 天的时间积分,找到了具有深厚垂直结构的自由行星波。本文拟用特征值——特征函数方法,求解从地面至 80 公里实际球面大气中可能存在的所有准地转特征波动,并着重分析那些具有最大垂直尺度的不稳定解。

二、控制方程及基本参数

设球面大气中的大尺度波动是绝热、无耗散和准地转的,则在扰动发展的初期阶段,运动的控制方程可线性化为以下形式(Matsuno^[11]):

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{U}{ac} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) L(\phi) + \frac{2\Omega}{s^2} \phi_\lambda - \frac{\phi_\lambda}{cs^2} \left[\frac{(Uc)_\theta}{ac}\right]_\theta = 4\Omega^2 a^2 \frac{\partial \omega}{\partial p} \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{U}{ac} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) \phi_p - \frac{\phi_\lambda}{ac} U_p + S\omega = 0 \quad (2)$$

其中,微分算子及静力稳定性参数分别定义为

$$L(\phi) \equiv \left[\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{c}{s^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{s^2 c^2} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \right] \phi$$

$$S \equiv \frac{R}{P} \left(\frac{RT}{c_p P} - \frac{\partial T}{\partial p} \right)$$

方程(1)是涡度方程,(2)是热力学方程, λ 是经度, θ 是纬度, $c \equiv \cos \theta$, $s \equiv \sin \theta$, p 是气压, Ω 是地球旋转角速度, a 是地球半径, ϕ 是扰动位势, U 是纬向气流速度。 U 和 S 是 θ, p 的函数。

模式大气从地面延伸至 80 公里(1000—0.01 hPa),包括对流层、平流层及中间层,其半球模型及全球模型将分别简称为 MST 模型及 GMST 模型。在以后的分析中,还用到对流层-平流层模型(简称 ST 模型)及只考虑对流层的模型(简称 T 模型)。模式大气的垂直跨度及水平范围对行星波模拟有很大影响,这将在 MST、ST 及 T 模型以及半球与全球模型的比较中加以说明。半球 MST 模型的结果用作比较的基础。

在 MST 模型中,将 0—80 公里的大气在垂直方向上离散化为 10 层,其中,计算层 $K=1, 2, 3$ 定在中间层内($z=80, 72, 62$ 公里), $K=4-8$ 在平流层内($z=49, 41, 32, 24, 16$ 公里),最低两层 $K=9, 10$ 与传统的球面二层模式相同,写在 250 及 750 hPa 上($z=10, 2.4$ 公里)。在 $p=0$ 及 1000 hPa 处取 $\omega=0$ 作为垂直边界条件,这种整层无辐散的假定会使正压 Rossby 外波后退过快,不过本文的目的不在于描写中性 Rossby 波,而是要寻

找在没有外源强迫时纯由基本流的不稳定性激发出的自由内波, 整层无辐散假定有助于简化对这一类波动的分析。对半球模型, 在 5° 及 85° 处取 $\phi=0$, $\Delta\theta=5^\circ$ 及 10° 。对全球模型, 取 $\Delta\theta=10^\circ$ 及南北 85° 处 $\phi=0$, 赤道波动已用准地转近似滤去, 这种跳过赤道的差分模型证明仍能较好地描写孤立于一半球的中高纬波动。

本文只考察多年纬向平均基本流所能支持的不稳定波动, 对异常环流的分析留待另

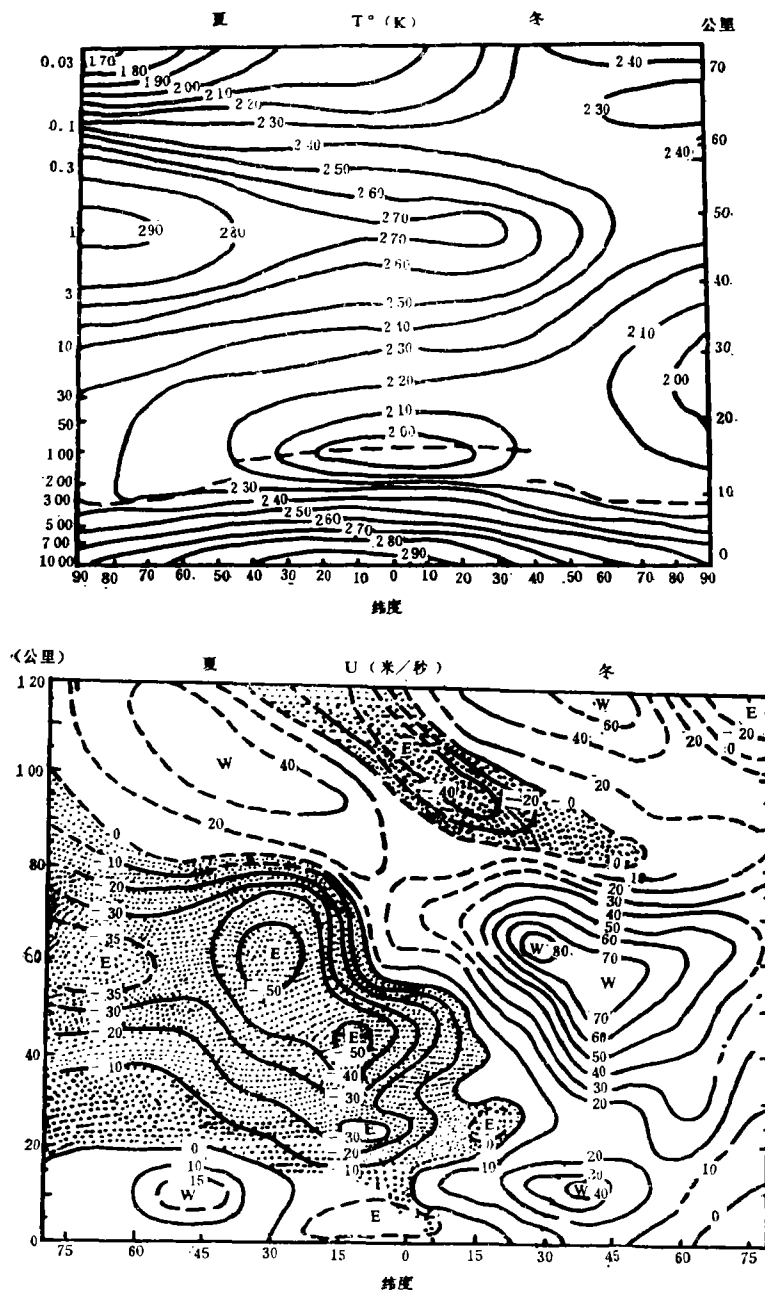


图 1 多年平均温度场(Murgatrogd^[13])及纬向风场(King Hele^[13])
(MST 模式上界在 80 公里处)

文讨论。在方程(1)和(2)中,主要的参数只有两个,记为参数空间 (U, S) 。图 1 给出多年平均的全球温度场及纬向风场分布。干空气及湿空气的静力稳定度 S_d 及 S_w 直接由平均温度场计算。对于对流层取 $S = S_d$, 对湿对流层,原则上应对上升区取 S_w , 下沉区取 S_d , 作为一级近似,在(2)式中取 $S\omega = \frac{S_d + S_w}{2}\omega$, 在平流层及中间层仍取 $S = S_d$ 。

三、球面大气扰动的特征方程

将涡度方程(1) 写在 10 个奇数计算层 $p = p_{2k-1}$ 上 ($k=1, 2, \dots, 10$), 而将热力学方程(2) 写在每相邻两个计算层的平均层 $p_{2k} = (p_{2k+1} + p_{2k-1})/2$ 上。 $k=10$ 时, $\omega_{2k} = 0$ 。定义 $\Delta p_{2k} = p_{2k} - p_{2k-1}$, $\Delta p_{2k+1} = p_{2k+1} - p_{2k}$, 则 $\Delta p_{2k} = \Delta p_{2k+1}$ 。取 $U_{2k} = (U_{2k+1} + U_{2k-1})/2$, $\phi_{2k} = (\phi_{2k+1} + \phi_{2k-1})/2$, 时间尺度 Ω^{-1} , 水平尺度 a , 位势扰动尺度 $a^2\Omega^2$, ω_{2k} 尺度因层次而异, 取作 $\Omega(\Delta p_{2k} + \Delta p_{2k+1})$, 则 p_{2k-1} 层上的无因次位势涡度方程为:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega}_{2k-1} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) L(\phi_{2k-1}) + \left\{ -\frac{1}{S^2} - \frac{\left[\frac{(Uc)_\theta}{\theta} \right]}{cS^2} \right\} \phi_{\lambda, 2k-1} \\ & = e_{2k-1} [(\bar{\Omega}_{2k+1} - \bar{\Omega}_{2k-1}) \phi_{\lambda, 2k} - \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega}_{2k} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) (\phi_{2k+1} - \phi_{2k-1})] \\ & - b_{2k-1} [(\bar{\Omega}_{2k-1} - \bar{\Omega}_{2k-3}) \phi_{\lambda, 2k-2} - \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\Omega}_{2k-2} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) (\phi_{2k-1} - \phi_{2k-3})] \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $\bar{\Omega} \equiv U/c$, e, b 为无因次系数。设位势扰动的正交模为

$$\phi = \text{Re}[\phi(\theta, p) e^{im(\lambda - c_0 t)}] \quad (4)$$

则方程(3)可写为复系数的广义特征矩阵形式

$$c_0 \mathbf{P} \vec{\xi} = \mathbf{Q} \vec{\xi} \quad (5)$$

其中, $c_0 = c_r + ic_i$ 是复特征值, $\mathbf{P}, \mathbf{Q}$ 为复系数矩阵, 而复特征向量 $\vec{\xi}$ 由定义在奇数层上的复位势向量 $\vec{\phi}_{2k-1}$ 组成

$$\begin{aligned} \vec{\xi} & \equiv (\vec{\phi}_1, \vec{\phi}_3, \dots, \vec{\phi}_{2k-1}, \dots) \\ \vec{\phi}_{2k-1} & = (\phi_{2k-1,1}, \phi_{2k-1,2}, \dots, \phi_{2k-1,2}, \dots, \phi_{2k-1,JT}) \end{aligned}$$

此处, 特征向量的维数为 $10 \times JT$, JT 是经向格点总数。在 p_{2k-1} 层上, 向量 $\vec{\phi}_{2k-1}$ 中的各分量使用双脚标, 第一个脚标表层次, 第二个脚标表经向格点数。求解(5)式, 可以得到特定纬向基本流中所有的特征波动, 包括发展型, 衰减型及中性波。

四、夏季环流中的发展型波动

图 1 的温度场分布表明, 对流层及夏季中间层大气具有较大的温度垂直递减率, 如果配合有利的风场分布, 这两个层次可能成为激发扰动的波源区。

图 2 及图 3 分别给出夏季半球 MST 模型中发展型扰动的增长率、相速度, 振幅 $|\phi|$

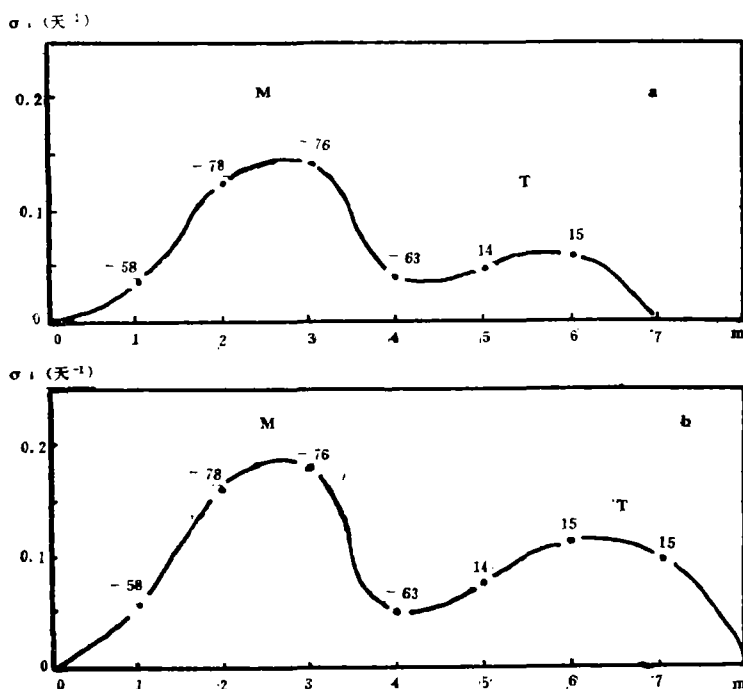


图 2 夏季基本气流中不稳定波的增长率 σ_i 及赤道处的相速度(标注的数值以米/秒为单位)

(a, 干对流层; b, 湿对流层; M 表示中间层波动; T 表示对流层波动; m 是纬向波数)

及位相 $\delta \equiv -\text{tg}^{-1}\left(\frac{\Phi_i}{\Phi_r}\right)$ 。由(4)式得出波动的结构为 $\phi = |\Phi| \cos(m\lambda - mc_r t + \delta)$, δ 是 λ 方向的相角。由图 2 可知, 波动 3 在中间层增长率最大, 由相速算得其周期正好是两天(对一个固定观测点, 每两天有一个波动通过)。观测表明, 中间层在夏季是一个活跃的波动区, 其波动下界在 40 公里。计算所得的波数 ($m=3$), 周期及波扰出现层次和近年来中间层观测到的“二日波”非常一致, (仅地转假定滤去了波动的低纬分量), 这说明“二日波”可能起源于中间层自身的不稳定而不是对下层的强迫响应。图 3 还表明, 天气尺度的波动被捕获在对流层中, $m=6$ 的波具有典型的 Charney 波特点。由相角 δ 的定义得知, $m=6$ 的扰动轴线自中心位置(约 50°N)向南、北方向西倾, 这种结构有利于扰动角动量向中纬度集中。应当指出, 由于采用低空间分辨率及粗糙的潜热考虑, 这个模式可能低估了对流层 Charney 波的增长率, 但对行星波影响不大。此外, 110 公里高的模式(略)计算表明, 对 $m=1-4$, 波幅在 80 公里以上迅速衰减。

五、冬季环流中的发展型波动

图 4 及图 5 分别给出冬季基本环流中不稳定波的增长率、相速度、扰动振幅及垂直能量流。计算证明, 冬季平流层远比夏季平流层活跃。如图 5 所示, 冬季波动 1—2 在垂直方

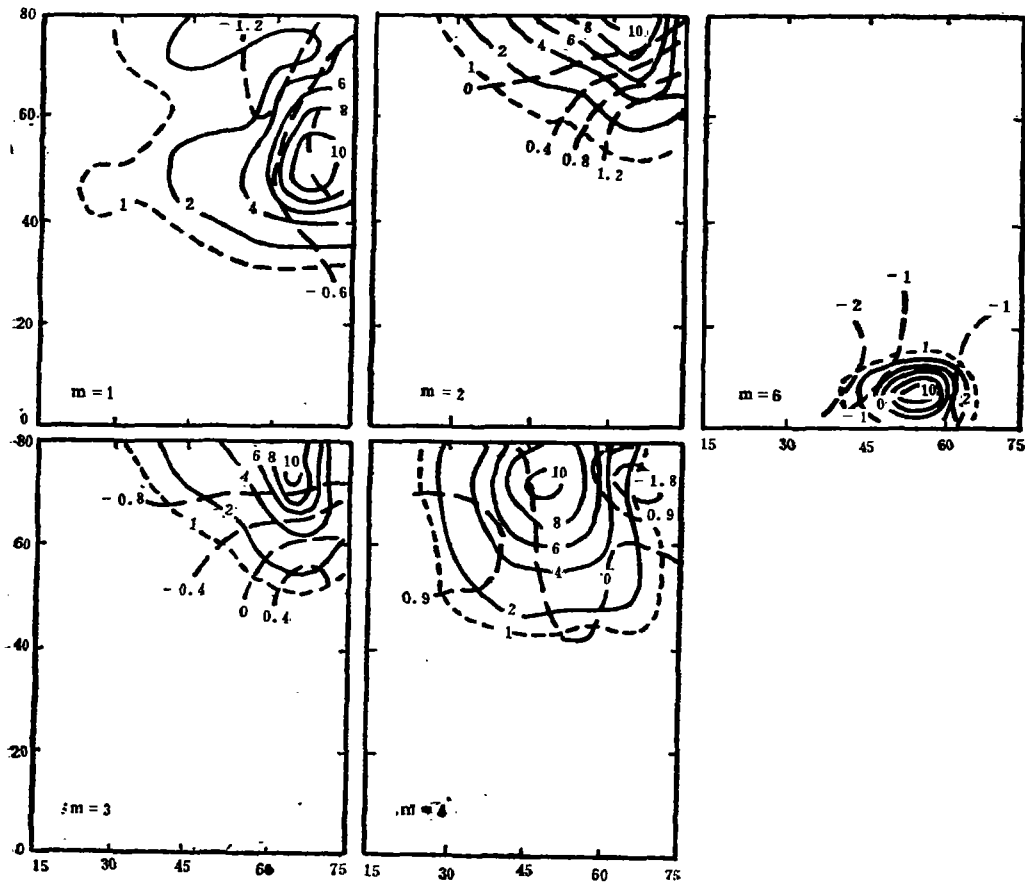


图 3 夏季基本流中扰动位势的振幅特征函数

(波数 $m=1-4$ 出现在中间层, 天气尺度 $m=6$ 出现在对流层, 实线是等振幅线, 长虚线是以 π 为单位的位相, 位相 δ 减小的方向代表波动向西倾斜。横坐标是纬度, 纵坐标是高度(公里))

向是传播型的, 而天气尺度波则是捕获型的。在图 4 中用符号 MST 表示贯穿对流层-平流层-中间层的波动, ST 表示贯穿对流层及平流层的波动, T 表示捕获于对流层的浅薄波动。图 4 揭示了行星波及天气尺度波在移速及垂直结构类型上的一个突变。这个跳跃发生在波 4 及波 5 之间。行星尺度的波动 $m=1-4$ 深厚且稳定少动(每日约移动 3—4 度), 而天气尺度的浅薄波动 $m \geq 5$ 则以略低于对流层平均牵引流的速度移动(每日 15—20 经度)。值得注意的是, 天气尺度的扰动增长率 σ 对 $\Delta\theta$ 、 Δp 及对流层凝结潜热很敏感(图 4), 取 $\Delta\theta=5^\circ$ 及考虑湿对流层时 σ 显著增大, 但这两个因子对相速度及行星尺度波的增长率影响不大。图 6 是 $\Delta\theta=5^\circ$ 时 $m=1-4$ 的位势扰动特征函数, 由等位相线分析指出, 所有波动都是向上向北向西倾的, 因而这些发展型的准静止扰动具有典型的斜压波结构及向北输送热量、向上输送波动能量的能力, 这些特点与观测到的行星波结构一致。由以上分析得知, 深厚的冬季基本环流可以支持三种类型的发展型波动: 1. MST 波, 这是一些缓慢移动的 Green 型波动 ($m=1, 2$), 其最大振幅出现在平流层中、上层, 在高纬行星波波导中, 出现很强的垂直波动能流; 2. ST 波, 这是 $m=3, 4$ 的缓慢移动的 Charney 型波动,

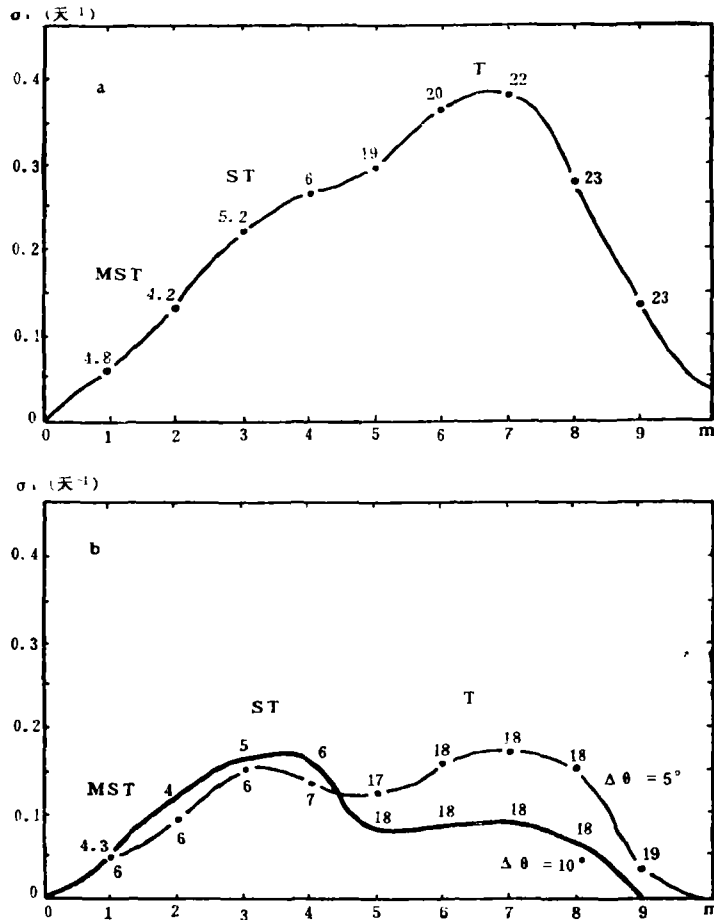


图 4 冬季基本流中不稳定波动的增长率(曲线)、相速度(标注数字)及波动类型(MST,ST,T)

(a. 湿对流层; b. 干对流层; 经向分辨率 $\Delta\theta = 5^\circ$ 和 10° ; 相速是在赤道处计算的(米/秒))

其最大振幅出现在对流层, 向上的波动能流可支持平流层的波动; 3. T 波, 这是 Charney 在一维模式中所得到的那种快速移动的天气尺度波动 ($m \geq 5$), 它们主要是对流层波动, 波能至多“漏”到平流层低层。MST 波, ST 波及 T 波分别在中间层及对流层上半部向南扩展, 相应于在该层次上有向南的波动能流, 这也是和观测事实一致的 (Leovy 等^[14])。

六、对流层、平流层及中间层的能量耦合

本节讨论由不稳定行星波的垂直波动能流造成的垂直方向上的能量耦合。各层内部的能量转换用 Lorentz 方框图表示。与方程(1), (2)所对应的动能及位能方程为

$$\frac{\partial \langle P' \rangle}{\partial t} = \langle \bar{P}, P' \rangle - \langle P', K' \rangle \quad (6)$$

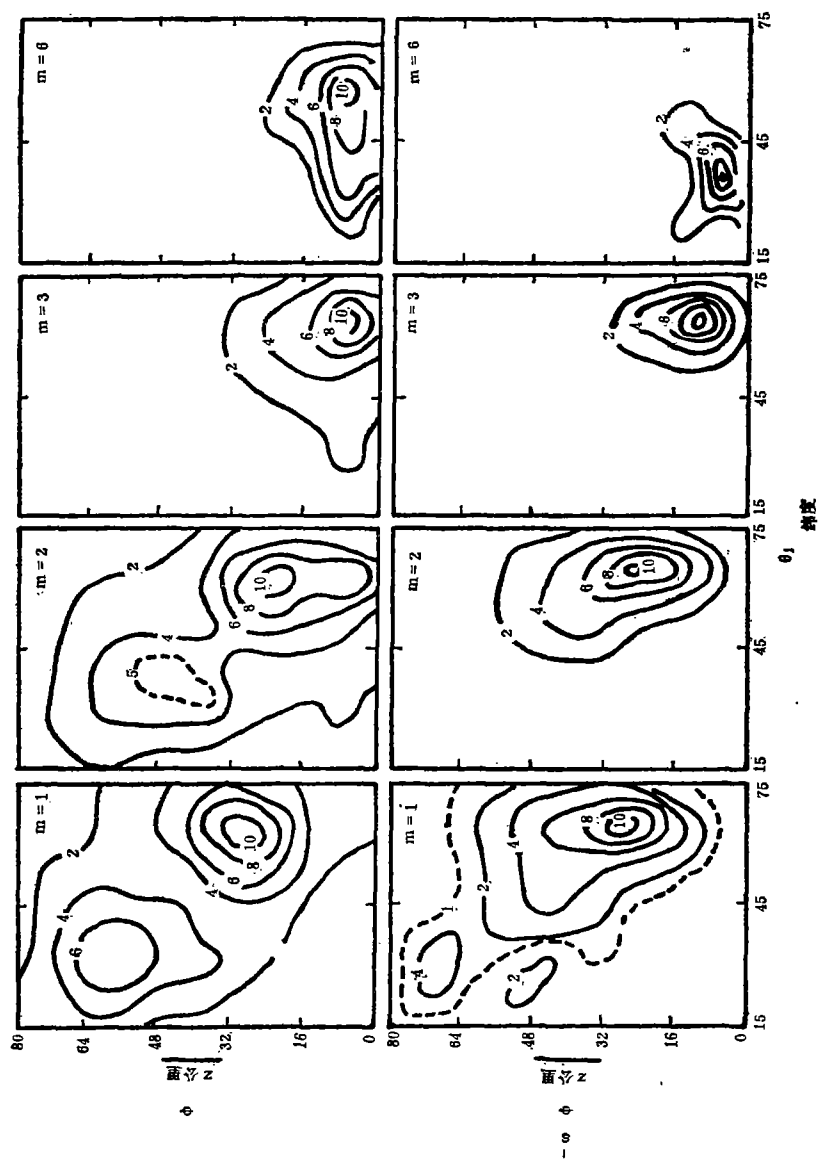


图 5 冬季基本流中不稳定波的位势扰动特征函数(上)及垂直能流(下)
($\Delta\theta=10^\circ$, m 为波数)

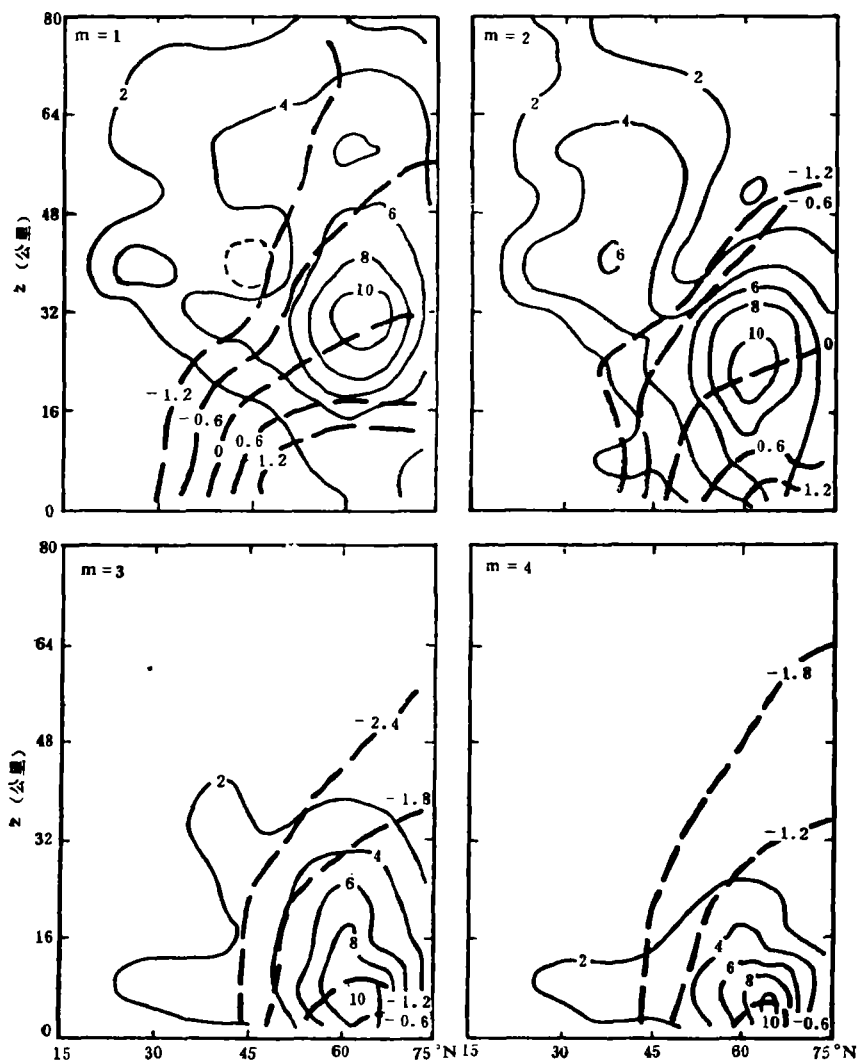


图 6 冬季环流中不稳定波的位势扰动特征函数($\Delta\theta=5^\circ$)

(实线为扰动振幅, 虚线为以 π 为单位的等位相线, 横座标为纬度, 纵座标为高度)

$$\frac{\partial \langle K' \rangle}{\partial t} = \langle \bar{K}, K' \rangle + F + \langle P', K' \rangle \quad (7)$$

其中

$$\begin{aligned} \langle P' \rangle &\equiv \left\langle \frac{\phi_p^2}{2S} \right\rangle, & \langle K' \rangle &\equiv \frac{1}{2} \langle \nabla \psi \cdot \nabla \psi \rangle \\ \langle \bar{P}, P' \rangle &\equiv \left\langle \frac{U}{S \alpha c} \phi, \phi \right\rangle; & \langle \bar{K}, K' \rangle &\equiv \left\langle \left(\frac{U}{\alpha c} \right), \psi_x \psi_x \right\rangle \\ \langle P', K' \rangle &\equiv \langle \omega \phi_x \rangle; & F &\equiv - \langle \omega \phi \rangle, \end{aligned}$$

符号 $\bar{K}, K', \bar{P}, P'$ 分别表示纬向平均及扰动的动能与位能, ψ 是地转流函数, $\langle x, y \rangle$ 表示 x 向 y 的转换率, F 是垂直波动能流的辐合。将方程的特征解代入(6)、(7), 可得到夏

季及冬季基本流中各层的能量转换图像。图 7 表明, 夏季中间层大气和对流层大气在能量上互相独立, 中间层的东风波(如“二日波”)和对流层的西风波各自由本层的斜压能量

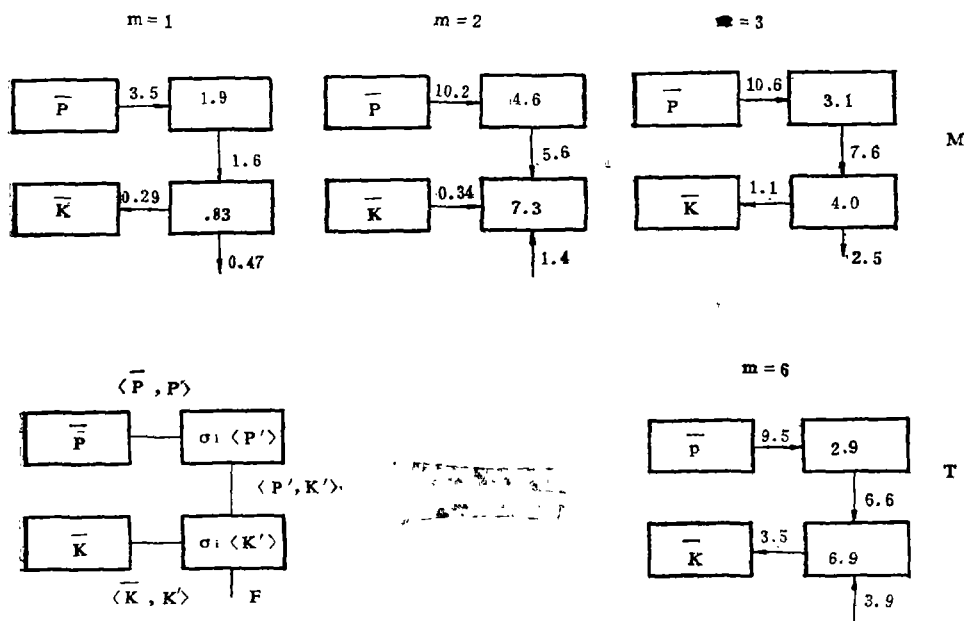


图 7 夏季中间层 $m=1-3$ 及对流层 $m=6$ 的能量诊断

(左下方是方程(6)、(7)的图例, $\sigma_1 \langle P' \rangle$ 及 $\sigma_1 \langle K' \rangle$ 分别为扰动位能及扰动动能的增长率。)

转换维持。平流层内没有明显的能量转换。如果考虑湿对流层, 则向上的能流加强, 天气尺度波动在平流层下层造成强迫逆循环 $K' \rightarrow P' \rightarrow \bar{P}$ 并支持平流层下层的天气尺度扰动(图略), 这也许能说明该层夏季盛行天气尺度扰动的原因(Yu 等^[4])。

图 8 给出冬季中间层、平流层及对流层中的能量循环。波动在对流层中(875—175 hpa)从斜压转换获得能量, 并接受 875 hpa 向上的垂直能量流($m=3, 6$)。平流层中行星波 1 和波 2 的能量增长有 1/3 来自本层的斜压转换, 2/3 来自向上的垂直能流, 这表明对流层是主要的能源区, 由水平地表面强迫的越过等熵面的运动加强了对流层的斜压不稳定, 而平流层的有效位能则对维持深厚的 MST 波至关重要。波 1 和波 2 还通过向上的强迫作用, 维持中间层的扰动场及基本场($K' \rightarrow \bar{K}$ 及 $K' \rightarrow P' \rightarrow \bar{P}$)。波 3 的作用只局限于平流层顶以下, 这一点与观测事实相合, 其大部能源(4/5)来自对流层。 $m=6$ 的天气尺度波是对流层激发的自由波, 它可穿过对流顶, 在平流层低层造成 $K' \rightarrow P' \rightarrow \bar{P}$ 的逆循环。以上计算中取 $\Delta\theta=5^\circ$, 这种分辨率给出的差分能量方程与微分形式的能量方程符合得很好。

图 9 给出冬季各能量转换项的垂直分布。波数越大, 能量转换越集中于低层, 对 MST 型波动($m=1, 2$), 平流层内的能量转换相当显著。冬季的中间层则完全是一个由波 1 及波 2 强迫的被动环流($K' \rightarrow P'$)。考虑到每一气层的厚度曾用不同的 ΔP 无因次化, 因此当在垂直方向上比较能量方程中的各项时, 需乘上相应的 ΔP 。由于 ΔP 在低层最大, 故对于所有植根于低层的深厚波动, 对流层都是主要的能源层。

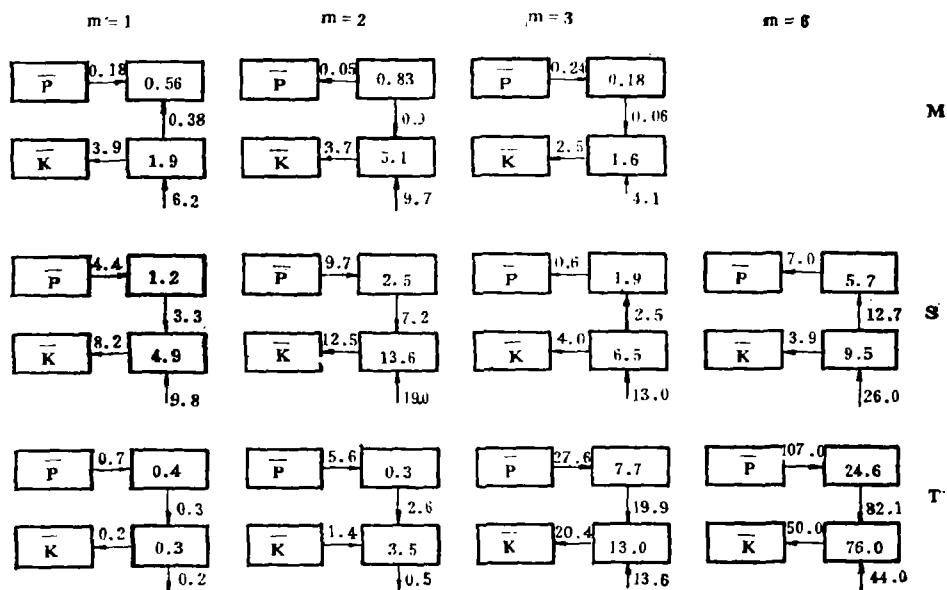


图 8 冬季中间层(M),平流层(S)及对流层(T)的能量诊断
($m=1,2,3,6$)

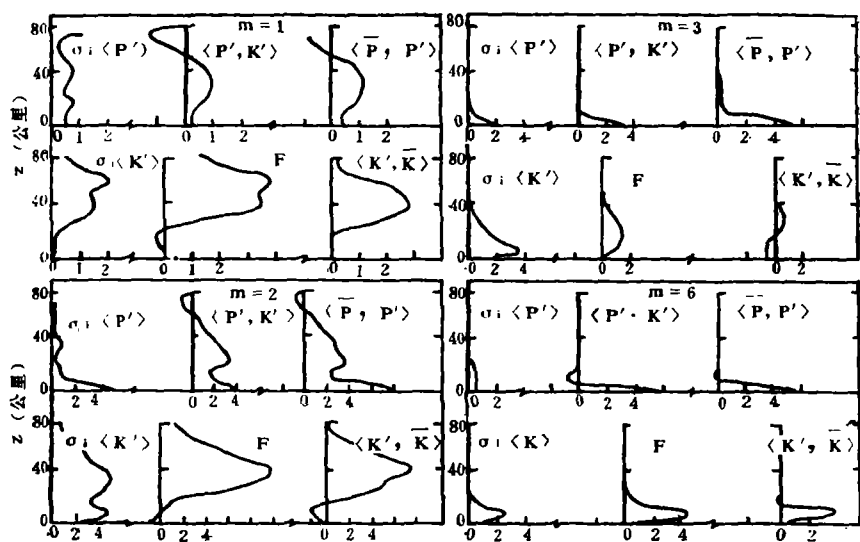


图 9 冬季无因次能量方程中各项的垂直分布
(回到有因次时其数值应乘以相应的气层厚度 ΔP)

七、模式大气的垂直及水平范围对行星波模拟的影响

由于观测资料的限制,过去,预报模式的计算范围主要限于对流层,至多到平流层低层,预报模式的误差主要来自行星波。下面将在球面 MST, ST 及 T 模型中讨论行星波的上部截断对其移速及结构的影响,以及全球模型与半球模型比较。

图 10 给出常规的球面二层模式(T 模式)的结果。将涡度方程写在 250 及 750 hpa

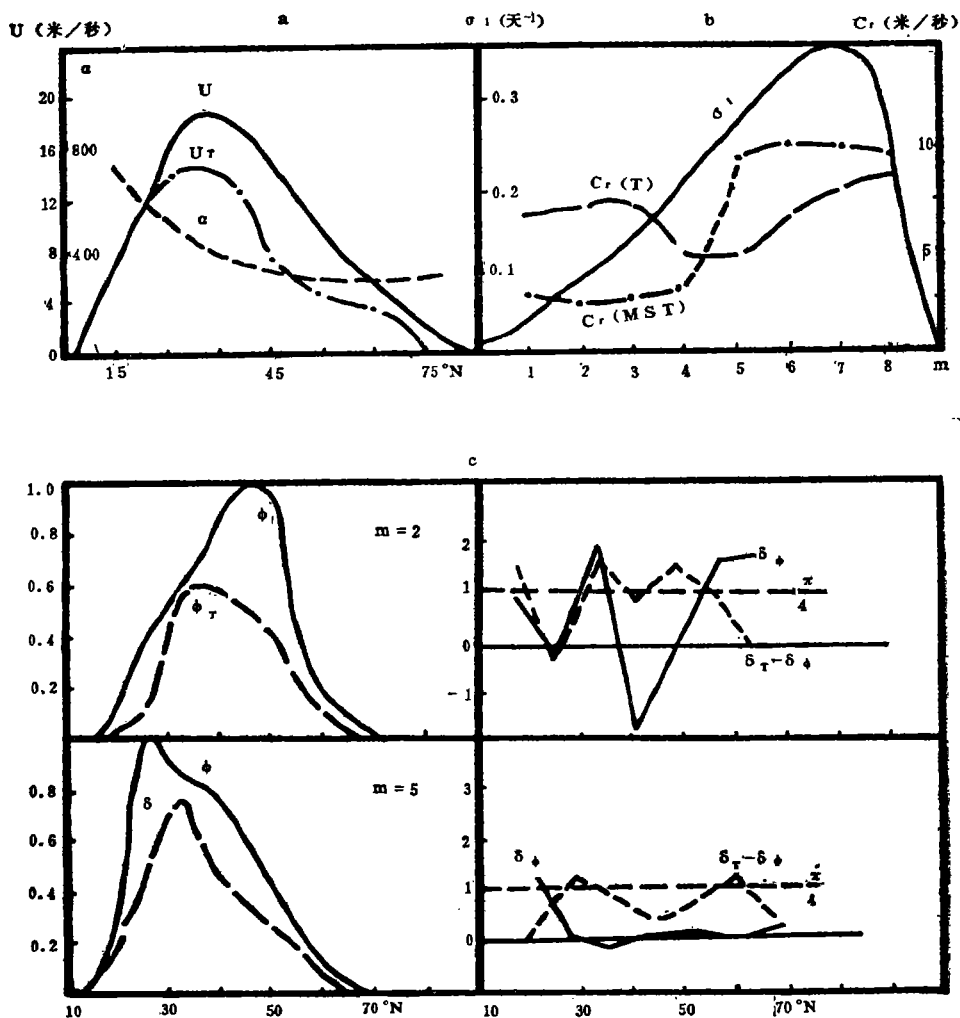


图 10 冬季(湿对流层)球面二层模式结果(T模式)

(a, 纬向平均风 U , 热成风 U_T 及稳定度参数 $\alpha = \frac{2\Omega^2 a^2}{g \Delta p}$, b, 增长率 σ_1 及 60°N 处 T 模式与 MST 模式的波动相速度 c_r ; c, 正压及斜压扰动的振幅 (ϕ, ϕ_T) 及位相函数 (δ_ϕ, δ_T) 的经向分布, m 是纬向波数)

上,热力学方程写在 500 hpa 上,方程与 MST 模式相间。对于冬季基本流,由于对流层是主要的斜压能源区,二层模式给出的增长率与相应的深厚 MST 模式相去不远(见图 4 a),但相速度及空间结构却很不一样。在深厚的 MST 模式中, $m=1-4$ 对应于深厚而西倾的准稳定增幅波动(MST 模态和 ST 模态),相速度 C_r 在 $m=4$ 处有一个跳跃,而在对流层模型中,发展型斜压行星波却和天气尺度波有差不多的向东的移速。实际观测到的行星波或是准稳定的(斜压型),或是后退的(正压型,如 $m=1$ 的“五日波”和“十六日波”),因而,对流层模型夸大了斜压行星波的移速。在结构方面,二层模型不能描写行星波的垂直

传播。由于向上的能流正比于向北的热流,行星尺度波动被“压缩”在对流层中的结果,也歪曲了热量的向北输送。图 10 只能给出波动在对流层中的经向结构,它们在中纬度达到极大,厚度波超前位势波约 $\pi/4$ (此处 ϕ 和 τ 的位相角的定义是向西为正), δ 在 40°N 附近极小 ($m=2$), 这一结构有利于波动动量向中纬集中。通过 MST 模式和二层模式的比较可知,在冬季行星波预报上,对流层模式是不合理的。它带来的最大误差是歪曲了行星波的结构和移速。

由于日常的观测尚不能提供高达中间层顶的资料,因此,必须在观测资料所及与模式要求之间寻找一个折衷方案,使得行星波移速及其在对流层中的结构不致有太大的歪曲。图 11 表明,对于平均冬季环流,ST 模式的结果与 MST 模式相似(图 4 b),在 $m=4$ 处,二

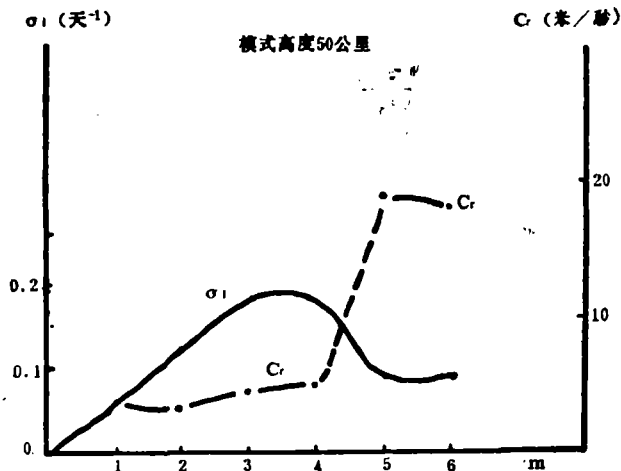


图 11 冬季环流中(干对流层)发展型波的增长率 σ_1 及赤道处的相速度 C_r
(ST 模型,高度 50 公里, $\Delta\theta=10^\circ$)

者均有相速度跳跃。图 12 表明,在 ST 模式中,对 $m=1$,最大振幅中心由 32 公里(图 5)下降到 24 公里,但 $m=1$ 波在对流层中的扰动强度未受影响, $\Phi_{750\text{hPa}}=0.22$ (MST 模式) 和 0.23 (ST 模式)。若将最上面的计算层压至 30 hPa (24 公里),则增长率最大的波的结构被大大歪曲, $\Phi_{750\text{hPa}}=0.53$, 同时,对流层中出现第二个不稳定模态,其最大振幅高度约 10 公里,相速度可与天气尺度波相比,约为 8 米/秒 (60°N 处),这个模态相应于球面二层模式的结果。从对 MST 模型、ST 模型、下半 ST 模型及 T 模型的比较可知,为了描写好对流层内的冬季行星波,至少应该选用 ST 模型。

下面进一步讨论模式侧边界的影响。由于冬、夏半球基本流场的非对称性,斜压型的深厚行星波应主要在冬半球发展。为了证实半球模型中所得到的波动是物理上而不是被赤道边界条件 $\phi=0$ 人为地局限于半球,我们在深厚的全球模型中 (GMST 模式),对图 1 所示的冬夏基本流场统一进行计算,所得到的波 1, 2, 3 的增长率、相速及结构给在图 13 中。为了比较起见,由半球模式及全球模式所得的增长率 σ_1 、相速度 c_r 及特征波模态一并注明在图中。由图 13 的 σ_1 、 C_r 比较可见,全球模式中的半球模态 M, MST 及 ST 与半球模式的结果非常相似(半球模式的特征波见图 3 及图 5)。这表明,全球模型中所得到的

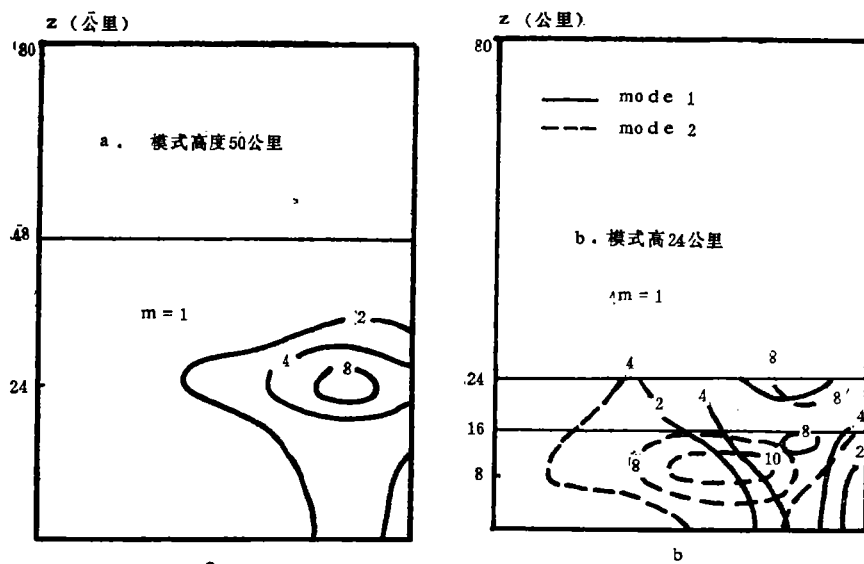


图 12 模式高度对不稳定波振幅结构的影响

(a, ST 模式, 50 公里高; b, 下半 ST 模式, 24 公里高。其中, 实线为平流层模态, 虚线为对流层模态)

特征波确实是被实际大气的基本风场而不是侧边界条件局限于某一半球。对比图 13 及图 5 可知, 全球模型对半球模型的主要改进在于将行星波的中心由 30 公里提高到 60 公里($m=1$)及 50 公里($m=2$), 由 65°N 移到了 45°N , 这表明 GMST 模型使波动能流在中间层更易于向南传播。在全球模型中, 对流层中波动的相对强度也比半球模型弱, 这些改进使模拟出的行星波更接近于多数冬季月份的观测事实(Geller 等^[1])。实际上我们不可能指望在一个气候平均基流中给出和某一个月完全相似的波型, 何况行星波本身有非常显著的月际变化。对异常环流的分析表明, 波动结构对基本流场极为敏感(另文发表), 在图 13 中, 有意思的是 3 波。冬半球深厚少动的 3 波(ST 模态)与夏半球中间层的“二日波”(M 模态)增长率相近, 它们应同时在两半球出现, 观测证实这一理论结果。

八、结 语

行星波的观测证实, 夏季源自对流层的波动在平流层低层被捕获, 在中间层有活跃的“二日波”, 而整个平流层则比较平静的; 冬季行星波在发展期稳定少动, 系统向上向西倾斜, 可向上穿透平流层至中间层, 而西退的 Rossby 波分量则比较小。这些观测到的波动在深厚球面模式大气的特征解中都有所反映, 如夏季对流层环流对东移的天气尺度扰动不稳定, 中间层对西移的行星尺度扰动不稳定, 而平流中上层几乎没有不稳定现象。冬季环流中的发展型行星尺度扰动是深厚少动的系统, 其结构与观测到的行星波相似。这些结果证明, 除了天气尺度波动外, 行星尺度扰动也可能部分地起源于斜压不稳定, 而不只是一种简单的对外源的强迫响应。由于冬季行星尺度扰动移速极低, 它们会滞留在初扰出现的地域并依靠消耗基本场中的斜压有效位能而发展。由地形和热源提供的扰动有

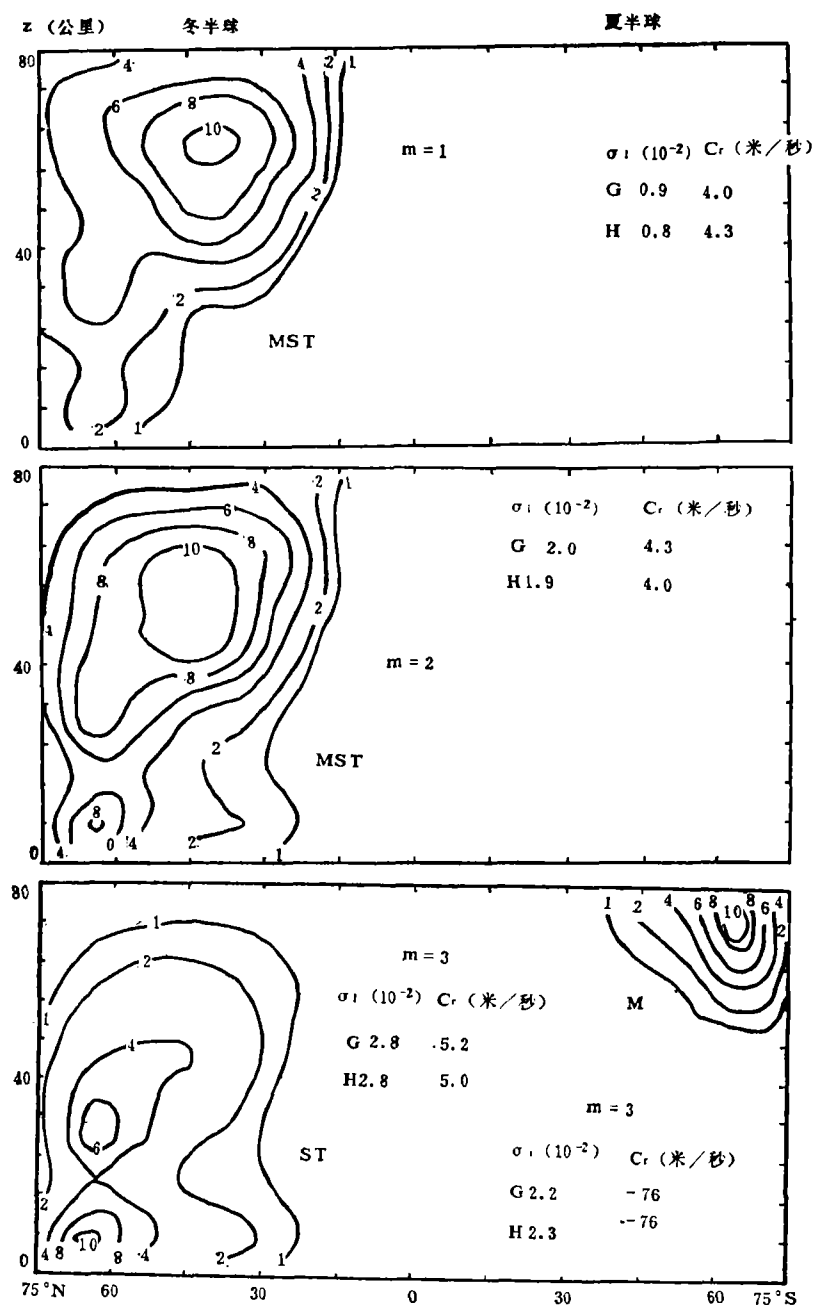


图 13 全球 GMST 模式中不稳定波 1, 2, 3 的位势扰动振幅
(G 表示全球模式, H 表示半球模式, σ_i 是以 Ω 为单位的无因次增长率, C_r 是赤道处的相速度(米/秒)。MST, ST 及 M 表示特征波模态)

比较固定的地理位置,可作为斜压发展的初扰并持续地供给波动能量。对实际行星波的诊断分析可以回答两种能量来源的相对比例并说明为什么冬季深厚的行星波具有典型的斜压结构——向上向西倾斜。本文的分析说明,除了强迫外源及 Rossby 波共振以外,斜压不稳定也可成为行星波发生的一种机制。

数值预报的误差分析指出,最大的误差来自行星波。虽然对外源估计不准是误差的一个来源,然而更大的问题在于对行星波本身的动力过程的描写。模式的垂直范围及垂直分辨率影响模式行星波的结构及移动。以冬季行星波为对象的模式理当采用至少包括平流层的深厚模型(MST模型或ST模型),而对夏季环流,T模型对对流层扰动也有较好的描写能力。深厚模型能较好地描写能流的垂直输送、对流层-平流层相互作用及行星波的性质(主要是结构和移动速度),而全球模型较之半球模型而言,对行星波的结构及最大扰动高度有较大的修正。因此,比较理想的中期预报模式及气候模式应当是全球的MST或ST模式。

由于行星波的发生及传播对基本风场非常敏感,对不同月份的基本流进行动力稳定性分析将会有助于说明行星波的异常发展及异常传播。另外,当行星波振幅增大以后,可能引起对流层阻塞及平流层爆发性增温。这一阶段的行星波活动应放到非线性动力学的框架中去研究。

参 考 文 献

- [1] Geller, M. A., M.-F. Wu, and M. E. Gelman, Troposphere-stratosphere (surface-55 Km) monthly winter general circulation statistics for the Northern Hemisphere-interannual variations, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1726-1744, 1984.
- [2] Labitzke, K., Stratospheric-mesospheric midwinter disturbances: A summary of observed characteristics, *J. Geophys. Res.*, **86**, 9665-9678, 1981.
- [3] O'Neill, A., and B. F. Taylor, A study of the major stratospheric warming of 1976-1977, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **105**, 71-92, 1979.
- [4] Yu, W.-B., R. L. Martin, and J. L. Stanford, Long and medium-scale waves in the lower stratosphere from satellite-derived microwave measurements, *J. Geophys. Res.*, **88**, 8505-8511, 1983.
- [5] Rodgers, C. D. and A. J. Prata, Evidence for a traveling 2-day wave in the middle atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **86**, 9661-9664, 1981.
- [6] Charney, J. G., The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current, *J. Meteor.*, **4**, 135-162, 1947.
- [7] Green, J. S. A., A problem in baroclinic stability, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **86**, 237-251, 1960.
- [8] Kuo, H.-L., Baroclinic instability of linear and jet profiles in the atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 2360-2378, 1979.
- [9] Hartmann, D. L., Baroclinic instability of realistic zonal mean states to planetary waves, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 2336-2349, 1979.
- [10] Straus, D. M., Long wave baroclinic instability in the troposphere and stratosphere with spherical geometry, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 409-426, 1981.
- [11] Matsuno, T., A dynamical model of the stratospheric sudden warming, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 1479-1494, 1971.
- [12] Murgatroyd, R. J., The structure and dynamics of the stratosphere. The global circulation of the atmosphere, G. A. Corby Ed., London Roy. Meteor. Soc., 159-195, 1969.
- [13] King-Hele, D. J., The earth's neutral upper atmosphere, *Rev. Geoph. and Space Phys.*, **16**, 733-740, 1978.
- [14] Leovy, C., and P. J. Webster, Stratospheric long waves: Comparison of thermal structure in the Northern and Southern Hemispheres, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1624-1638, 1976.

THE BAROCLINIC PLANETARY MODES IN DEEP AND SHALLOW SPHERICAL ATMOS- PHERIC MODELS

Zhang Kesu

(*Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica*)

Abstract

The growth rate, phase speed and the spatial structure of the growing planetary and synoptic waves in winter and summer zonal mean flows have been investigated by the eigenvalue-eigenfunction technique based on a hemispheric and a global model including the troposphere-stratosphere-mesosphere (0—80 km). The results show that the winter basic flows are able to generate three types of growing waves: the quasistationary planetary Green modes (wavenumber $m=1-2$), the deep Charney modes ($m=3-4$) and the tropospheric propagating Charney modes ($m=5-9$). In the summer basic flow, 2 types of growing waves exist: the westward propagating waves in the mesosphere ($m=1-4$) and the eastward propagating waves in the troposphere ($m=5-7$). The results compare with observation favorably, suggesting that a mechanism of dynamic instability of a deep atmosphere may be responsible for the observed transient planetary waves.

By comparison between the results of the deep model and a few shallow models, it is concluded that a numerical model of planetary waves should at least extend to the stratopause. The traditional tropospheric models would seriously distort structures and phase speeds of the planetary waves.