

## 大气定常波传播的运动学特征的时空变化\*

吴国雄 陈 彪\*\* 吴正贤

(大气科学和地球流体力学研究实验室(LASG)  
中国科学院大气物理研究所)

### 提 要

利用时间平均全球大气环流资料,本文计算了纬向平均位势的南北梯度的时空分布,以及波动水平传播的临界波数  $n$ , 和垂直传播的临界波数  $K$  的时空分布。由此研究全球大气定常波传播的运动学特征及其年变化。

### 一、引 言

自 Charney 和 Drazin(1961)<sup>[1]</sup>, Eliassen 和 Palm(1960)<sup>[2]</sup> 提出定常波的垂直传播理论以来,关于波传播理论及其应用已有大量研究。理论上常用的方法是假设一种简单的基本气流,波动的垂直、水平结构可分,从而去求取解析解(例如 Charney 和 Drazin, 1961; Dickinson, 1968<sup>[3]</sup>, 1980<sup>[4]</sup>)。Matsuno(1970)<sup>[5]</sup>, Schoeberl 和 Geller(1977)<sup>[6]</sup> 通过不同的方法,利用数值模式从实际的基本气流求得定常波的波动解。Hoskins 和 Karoly(1981)<sup>[7]</sup>, 以及 Karoly 和 Hoskins(1982)<sup>[8]</sup> 则研究了缓变平均气流下正压波的水平传播和斜压波的垂直传播,导出了与 Matsuno(1970) 的折射率相似的临界波数和波射线方程,取得了观测、数值模拟相一致的结论。黄荣辉和 Gambo(1983)<sup>[9]</sup> 在 34 层线性定常模式中采用气候平均纬向气流,证实了 Dickinson(1968) 指出的定常行星波传播存在两支垂直波导。这些研究表明,定常波的传播特征依赖于大气基本场的结构及地理位置。因之,可以通过对不同纬度上基本场的分析去研究大气定常波传播的运动学特征。

本文利用吴国雄和刘还珠(1987)<sup>[10]</sup> 整编的五年平均全球大气环流统计资料计算了与定常波传播有关的基本场,分析了对流层和平流场底层可传播波临界波数的空间分布和年变化。第二节分析波动水平经向传播的时空变化。第三节集中讨论波动的垂直传播和年变化。讨论和结论则在第四节给出。

### 二、定常波经向传播的运动学特征及年变化

Hoskins 和 Karoly(1981) 用 Rossby 波折射理论成功地解释了波动的经向频散。他们将线性化的相当正压涡度方程写在 Mercator 坐标下,在定常保守的情况下得

$$[\hat{u}] \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \psi^* = -\hat{\beta} \frac{\partial \psi^*}{\partial x} \quad (1)$$

\* 本文于 1989 年 1 月 4 日收到,属国家自然科学基金项目。

\*\* 现在地址:南京市浦口南京气象学院气象系。

$$\text{其中, } \begin{cases} x = a\lambda, dy = a d\varphi / \cos\varphi; \\ \hat{u} = \frac{u}{\cos\varphi}, \hat{\beta} = \cos\varphi \left( \beta + \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial\varphi} [\xi] \right); \\ (u^*, v^*) = \left( -\frac{1}{a} \frac{\partial\psi^*}{\partial\varphi}, \frac{1}{a\cos\varphi} \frac{\partial\psi^*}{\partial\lambda} \right) \end{cases} \quad (2)$$

其它符号同气象常用法。令扰动流函数有如下形式的解:

$$\psi^* = \text{Re}[\tilde{\psi}(y) \exp(ikx)] \quad (3)$$

代入(1)可得振幅  $\tilde{\psi}$  满足的方程:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial y^2} - (k^2 - \hat{\beta}/\hat{u}) \tilde{\psi} = 0 \quad (4)$$

令

$$k_s = (\hat{\beta}/\hat{u})^{1/2} \quad (5)$$

则当(1)  $k > k_s$  时, 有衰减解  $\tilde{\psi}(y) = \exp\{-(k^2 - k_s^2)^{1/2} y\}$ ;

(2)  $k < k_s$  时, 有波动解  $\hat{\psi}(y) = \exp\{i(k_s^2 - k^2)^{1/2} y\}$ 。

这表明,  $k < k_s$  时, 波动可在南北方向传播; 而当  $k > k_s$  时, 波动在纬度方向被截陷。因此可以定义一临界波数  $n_s = ak_s$ , 去判别定常波水平传播的运动学差异。由(2)和(5), 得

$$n_s = a \cos\varphi \left\{ \left( \frac{2\Omega}{a} \cos\varphi - \frac{\partial^2 [u]}{a^2 \partial\varphi^2} + \frac{\partial}{a^2 \partial\varphi} [u \tan\varphi] \right) / [u] \right\}^{1/2} \quad (6)$$

此式与 Matsuno(1970)定义的折射率 ( $Q_0 = [q]_0 / [u]$ ) 的正压部份相似, 但包括了曲率的作用。这是因为纬向平均位势涡度

$$[q] = \nabla^2 \psi + f - f_0 \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{1}{\hat{R}\Theta} \frac{\partial \psi}{\partial p} \right) \quad (7)$$

其中  $\hat{R} = \frac{R}{P} \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\kappa}$ , 由此得其正压部分的纬向梯度

$$a^{-1} [q]_{\varphi}^{\prime\prime} = \frac{2\Omega}{a} \cos\varphi - \frac{\partial^2 [u]}{a^2 \partial\varphi^2} + \frac{\partial}{a^2 \partial\varphi} [u \tan\varphi] \quad (8)$$

于是(6)可简写为:

$$n_s = a \cos\varphi \{ a^{-1} [q]_{\varphi}^{\prime\prime} / [u] \}^{1/2} \quad (9)$$

因此, 临界波数  $n_s$  基本上由纬向西风及其水平切变, 以及地理纬度所决定。

图 1 a 和 b 分别为 12—2 月平均的全球纬向风及正压位涡梯度的分布。南北半球的西风急流中心分别位于 (250 hPa, 45°S) 和 (200 hPa, 32°N), 中心强度各为 30 m/s 和 42 m/s。低纬度为东风控制, 近地层宽达 60 个纬距 (30°S—30°N), 且随高度变窄。在平流层, 南、北半球各为东、西风控制, 赤道东风极值中心位于 15°S。  $a^{-1} [q]_{\varphi}^{\prime\prime}$  的分布受  $\beta$  及西风水平切变的影响。故负值只出现在高纬度; 主要正值中心位于对流层高层急流中心的低纬侧, 尤以北半球的为强。在  $n_s$  的剖面上 (图 1 c), 在东西风交界处,  $n_s$  线十分密集, 呈不连续分布, 波动在这里被反射或吸收。在低纬东风带处为一上窄下宽的陷阱, 波动很难从底层穿透该截陷区。两极地区及南半球平流层底层亦为强的波动截陷区。此外, 在 75°S 附近有一弱的截陷区贯穿对流层中上层, 它是由于  $[q]_{\varphi}^{\prime\prime}$  在该处为负值所致。

在波动可传播地区, 临界波数一般向极区递减。250 hPa 处, 在 22°N 和 50°N 分别有两个小值闭合区, 成为天气尺度波动水平传播的截陷区。图 2 给出若干高度上  $n_s$  随纬

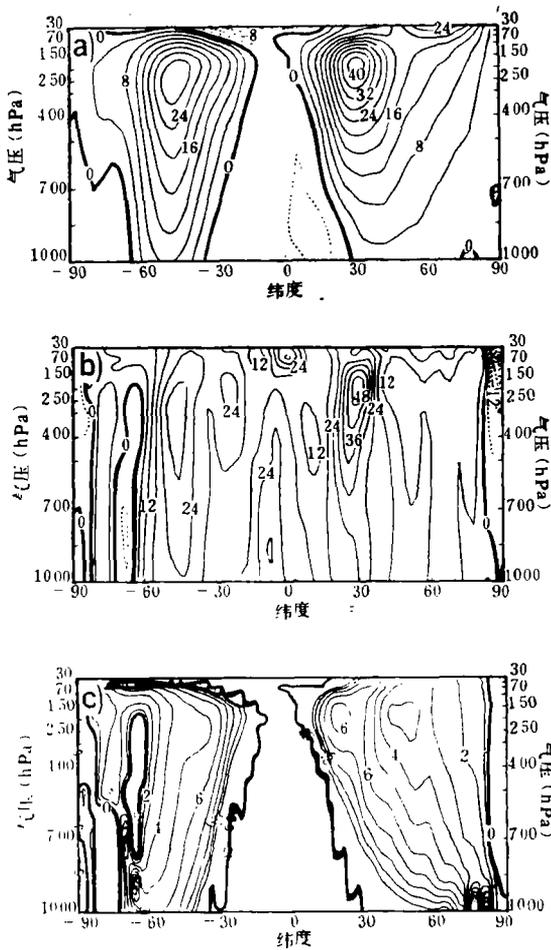


图 1 12—2月纬向平均剖面

(a 平均西风 $[u]$ , 间隔为  $4\text{ms}^{-1}$ ;  
 b 正压位涡梯度  $a^{-1}[q]$ ,  $^{\circ}$ , 间隔为  $6 \times 10^{-12}\text{s}^{-1}\text{m}^{-1}$ ;  
 c 水平临界波数  $n_s$ , 间隔为 1)

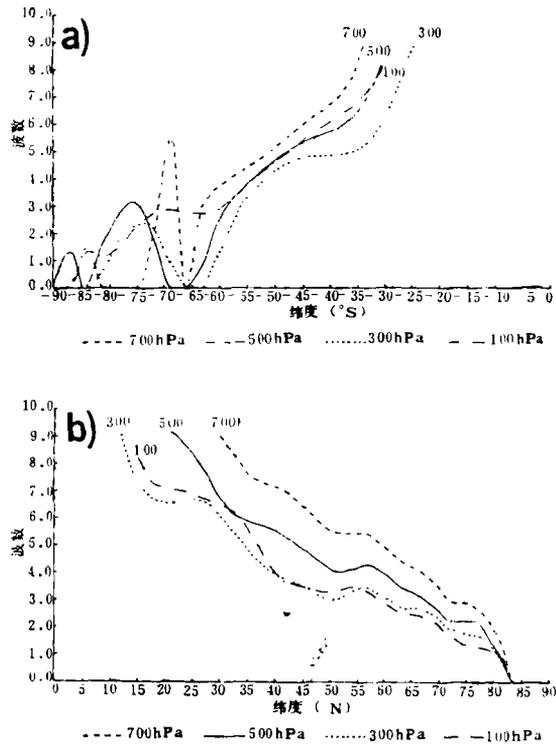


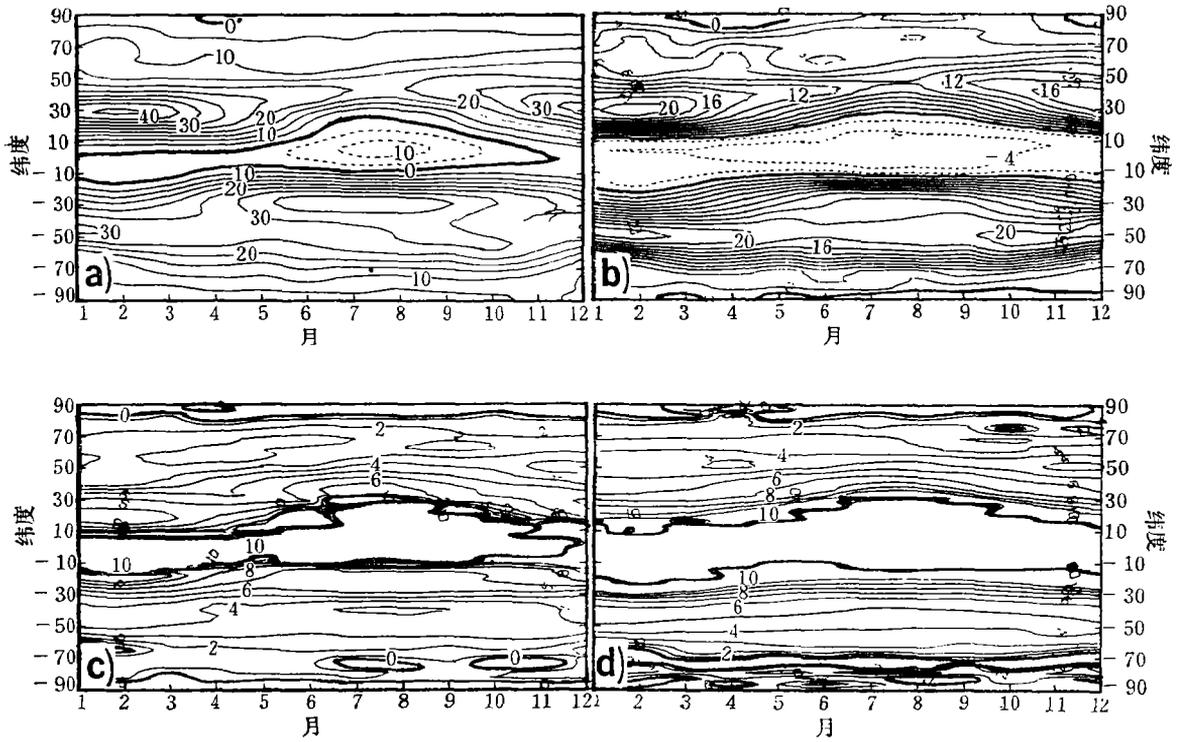
图 2 12—2月不同高度上水平临界波数  $n_s$  随纬度的分布

(a 南半球, b 北半球; 虚线, 实线, 点线和点划线分别表示 700, 500, 300 和 100 hPa 的分布)

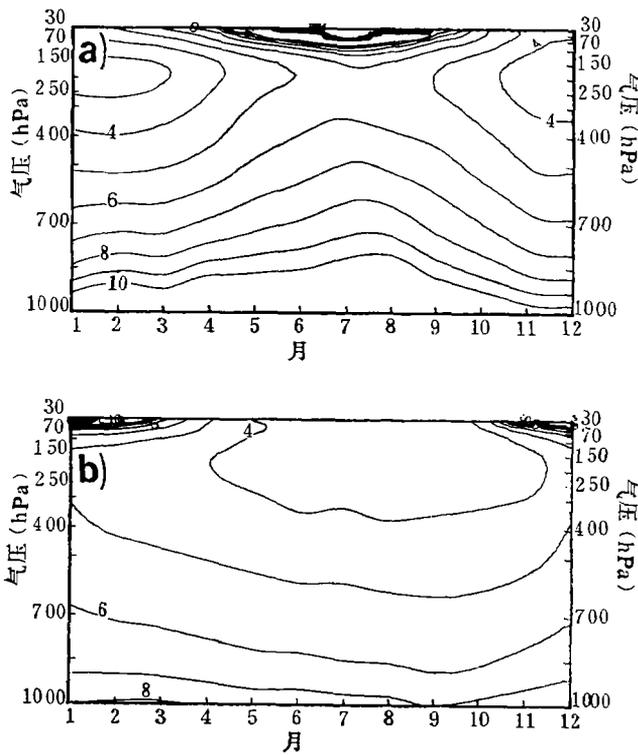
度的分布, 从图上可以更清楚地看到上述特征。在南半球高纬度, 甚至连行星波也不易穿过截陷区。北半球在(300 hPa,  $50^{\circ}\text{N}$ )存在一弱的陷阱,  $n > 3$  的波动在这里易被捕捉, 这与 Hoskins 和 Karoly (1981) 的结论一致。

在垂直方向, 在对流层中下层,  $n_s$  一般随高度递减。在 100 至 300 hPa 之间,  $n_s$  变化较小, 这与该处风的垂直切变小 ( $\frac{\partial u}{\partial p} \approx 0$ ), 大气具有相当正压的性质有关。

现在分析波传播的运动学特征的年变化。为比较起见, 首先在图 3ab 给出 200 hPa 和 500 hPa 高度处纬向风  $[u]$  的年变化。在 200 hPa 上西风最强中心位于  $30^{\circ}$  附近; 北半球出现在 2 月, 约  $46\text{ms}^{-1}$ , 南半球出现在 7 月, 约  $37\text{ms}^{-1}$ 。而赤道东风极值出现在北半球 (约  $5^{\circ}\text{N}$ ) 夏季, 强度达  $-12\text{ms}^{-1}$ 。500 hPa 的情况与对流层上层显著不同, 两半球强西



△图 3 纬向风[ $u$ ]和临界波数  $n_s$  随纬度分布的年变化  
 (a) 200 hPa 纬向风, 间隔  $5\text{ms}^{-1}$ ;  
 b) 500 hPa 纬向风, 间隔  $2\text{ms}^{-1}$ ;  
 c, d 分别为 200 hPa 和 500 hPa  $n_s$ , 间隔为 1)



◁图 4 在  $45^\circ\text{N}$ (a) 和  $45^\circ\text{S}$ (b) 处, 水平临界波数  $n_s$  随高度分布的年变化 (间隔为 1)

风中心均出现在 2 月份。不过南半球的中心位于较高纬度。总的说,北半球西风的年变化比南半球大。 $[q]_{\nu}^{\prime\prime\prime}$  的年变特征与图 3 a 相似(图略), 200 hPa 上的强中心位于副热带至中纬度地区。

图 3 c d 为 200 hPa 和 500 hPa 高度上  $n_s$  年变化的分布。等波数线一般呈带状分布。 $n_s$  的不连续带一般与  $[u]$  的零值线对应良好。北半球临界波数的年变化比南半球大, 这与  $[u]$  的年变在南北半球存在明显差异有关。从图中明显看出, 冬季波动可在较低的纬度传播, 夏季波动一般局限在中、高纬。

如果在图 1 c 中沿  $45^\circ$  取垂直剖面, 则  $n_s$  随高度的分布代表着各高度上通过  $45^\circ$  传播的波动的最大可能波数。图 4 给出这种分布的年变化情况。在对流层中, 同一高度的临界波数冬季小, 夏季大, 与天气形势分布十分吻合。夏季, 平流层中存在明显的水平波陷, 波动不易在南北方向传播。两半球  $n_s$  的最小值均位于 200 hPa 附近。北半球出现在 2 月, 最小值为 3; 南半球出现在 7 月, 最小值为 4。这表明冬季在 100 至 300 hPa 的相当正压层中, 只有超长波才能在南北方向自由传播。该图还表明, 天气尺度波动只有在对流层低层才能穿过  $45^\circ$  纬圈在南北方向传播。这与斜压涡旋一般在对流层下层发展传播的天气事实是一致的。

### 三、定常波垂直传播的运动学特征及其年变化

在定常、保守系统中, 经线性化的扰动位涡方程可表达为

$$[u] \frac{\partial q^*}{\partial x} + v^* \frac{\partial [q]}{\partial \varphi} = 0 \quad (10)$$

其中斜压位涡  $q = q^{c'}$  和正压位涡  $g^{r'o}$  有如下关系

$$q^{c'1} = q^{r'o} + \frac{f_0}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{\rho}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right] \quad (11)$$

引进如下运动学边条件:

$$w = [u] \frac{\partial h}{\partial x} + \alpha \nabla^2 \psi^* \quad z = 0 \quad (12)$$

并设

$$\psi^* = \sin(la\varphi) \operatorname{Re}(\xi(z) \exp(ikx + z/2H)) \quad (13)$$

经演绎, 可得如下波动方程(参见 Hoskins 和 Pearce, 1983)<sup>[11]</sup>:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} - \xi \frac{N^2}{f_0^2} (k^2 + l^2 + r^2 - a^{-1} [q]_{\nu}^{\prime\prime\prime} / [u]) = 0 \\ \frac{\partial \xi}{\partial z} + \frac{1}{2H} \xi = -\frac{N^2}{f_0^2} h \end{cases} \quad (14)$$

其中,  $h$  为山脉高度,  $r = f_0 / (2HN)$ ,  $z = H \ln(P_*/P)$ 。如定义临界波数

$$K_c = a \cos \varphi (a^{-1} [q]_{\nu}^{\prime\prime\prime} / [u] - f_0^2 / 4 N^2 H^2)^{1/2} \quad (15)$$

则有

$$K = a \cos \varphi (k^2 + l^2)^{1/2} \begin{cases} < K_c & \xi \text{ 为波动解} \\ > K_c & \xi \text{ 为减幅解} \end{cases} \quad (16)$$

因此, (15) 式的  $K_c$  可用来区分不同尺度波动的运动学特征。总波数  $K$  大于  $K_c$  的波在垂直方向是衰减的; 而  $K$  小于  $K_c$  的行星波动在垂直方向存在波动解。一般地, (15) 中

右边括号内第二项  $r^2$  比第一项小。第一项可根据(11)分离成正压和斜压两部分；斜压部分可写成  $f_0 \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{\partial \theta}{\partial \varphi} / \Theta_r \right)$ ，近似表示等熵面的倾斜随高度的变化，在中纬度强斜压带

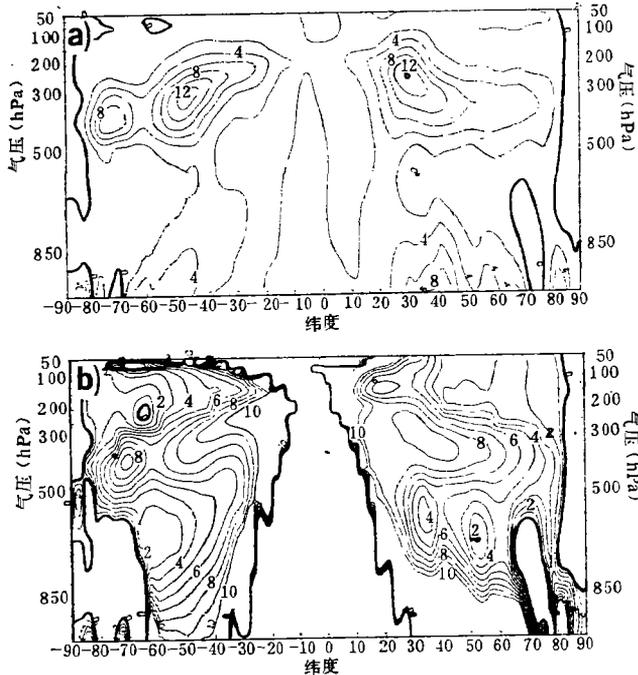


图 5 12—2 月斜压位涡梯度及垂直临界波数的空间分布  
(a)  $\alpha^{-1}[q]_{\varphi}^{c,i}$  的空间分布, 间隔为  $2 \times 10^{-11} \text{s}^{-1} \text{m}^{-1}$ ; b)  $K_c$  的空间分布, 间隔为 1)

取得最大值, 支配着  $\alpha^{-1}[q]_{\varphi}^{c,i}$  的大小和分布。图 5a 和 b 是 12—2 月  $\alpha^{-1}[q]_{\varphi}^{c,i}$  和临界波数  $K_c(z)$  的空间分布。位涡梯度除了在极区和高纬度低对流层为负值外, 全球其它地区均为正。最大正中心出现在急流轴附近。北半球位于  $(30^{\circ} \text{N}, 250 \text{ hPa})$ , 强度达  $12.5 \times 10^{-11} \text{s}^{-1} \text{m}^{-1}$ 。南半球中心在  $(50^{\circ} \text{S}, 350 \text{ hPa})$  处, 强度为  $12.1 \times 10^{-11} \text{s}^{-1} \text{m}^{-1}$ , 在  $(75^{\circ} \text{S}, 400 \text{ hPa})$  还存在一个数值为  $6.8 \times 10^{-11} \text{s}^{-1} \text{m}^{-1}$  的次中心。近地面为另一高值带, 北半球中心位于  $45^{\circ} \text{N}$ , 强度达  $8.9 \times 10^{-11} \text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$ ; 南半球的位于  $65^{\circ} \text{S}$  附近, 强度略弱。

$K_c$  的分布中, 不连续带的位置与  $n_c$  的相似, 但高纬度 500 hPa

以下波陷区的范围更宽广些, 这是由于在该区域  $\alpha^{-1}[q]_{\varphi}^{c,i}$  接近或小于零所致。 $K_c$  的水平变化与  $n_c$  的变化也相似, 临界波数向赤道增大。在中纬度地区,  $K_c$  在近地面和对流层上部 (400—300 hPa) 有极大值; 在对流层下部 (700—600 hPa) 及对流层顶附近 (200—100 hPa) 有极小值。随着纬度的增加, 上述极值中心的高度下降。

为更清楚地分析波动的垂直传播特征, 图 6 给出不同纬度上  $K_c$  的垂直分布曲线。北半球冬季 (图 6b) 中纬地区波动在垂直传播中将遇到两个“陷阱”。第一截陷区位于 600 hPa 左右, 在该处  $K_c$  约为 5。显然, 天气尺度波动在通过该截陷区时将损失大量能量。第二截陷区在对流层顶附近,  $K_c$  约为 3, 近共振的 Rossby 外波在这里被捕获而大为削弱, 因而只有行星尺度的波动能够进入平流层。高纬地区能上传的波动其波数更小。南半球夏季 (图 6a) 中纬度  $K_c$  的垂直分布与北半球的相似, 但由于平流层低层出现东风, 波动被限制在对流层内。

下面考察  $K_c$  的年变化特征。分析表明, 在 300 hPa 高度上,  $\alpha^{-1}[q]_{\varphi}^{c,i}$  与  $[u]$  的年变化有很好的对应关系 (图略)。 $K_c$  的年变化则主要是由  $\alpha^{-1}[q]_{\varphi}^{c,i}$  的年变化所决定。图 7 给出不同纬度  $\alpha^{-1}[q]_{\varphi}^{c,i}$  垂直分布的年变化。在中低纬地区, 位涡梯度冬季在近地面和对流层顶附近有最大值, 在对流层中层有最小值; 在盛夏一般在对流层底部随高度递增。值得注意的是  $30^{\circ}$  与  $45^{\circ}$  处斜压位涡梯度的年变特征在对流层上层变化相反。这与主要斜压带

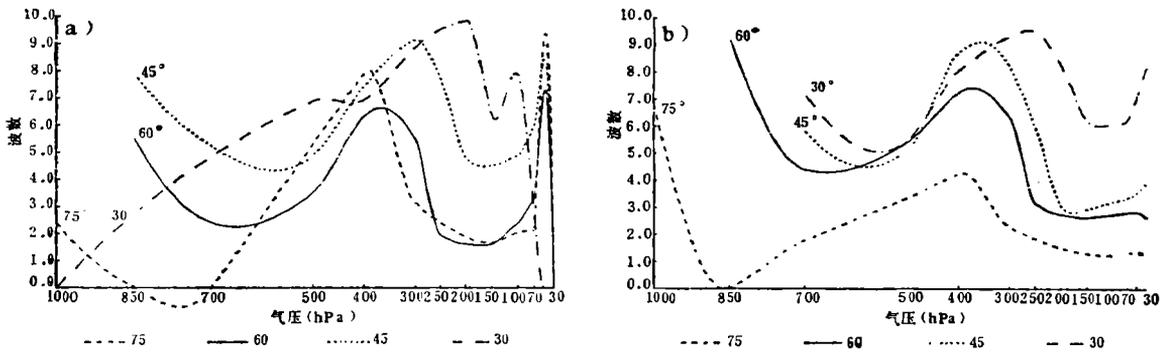


图6 12—2月不同纬度上垂直临界波数  $K_c$  的高度廓线  
(虚线,实线,点线和点划线分别表示75°,60°,45°和30°的分布;a 南半球,b 北半球)

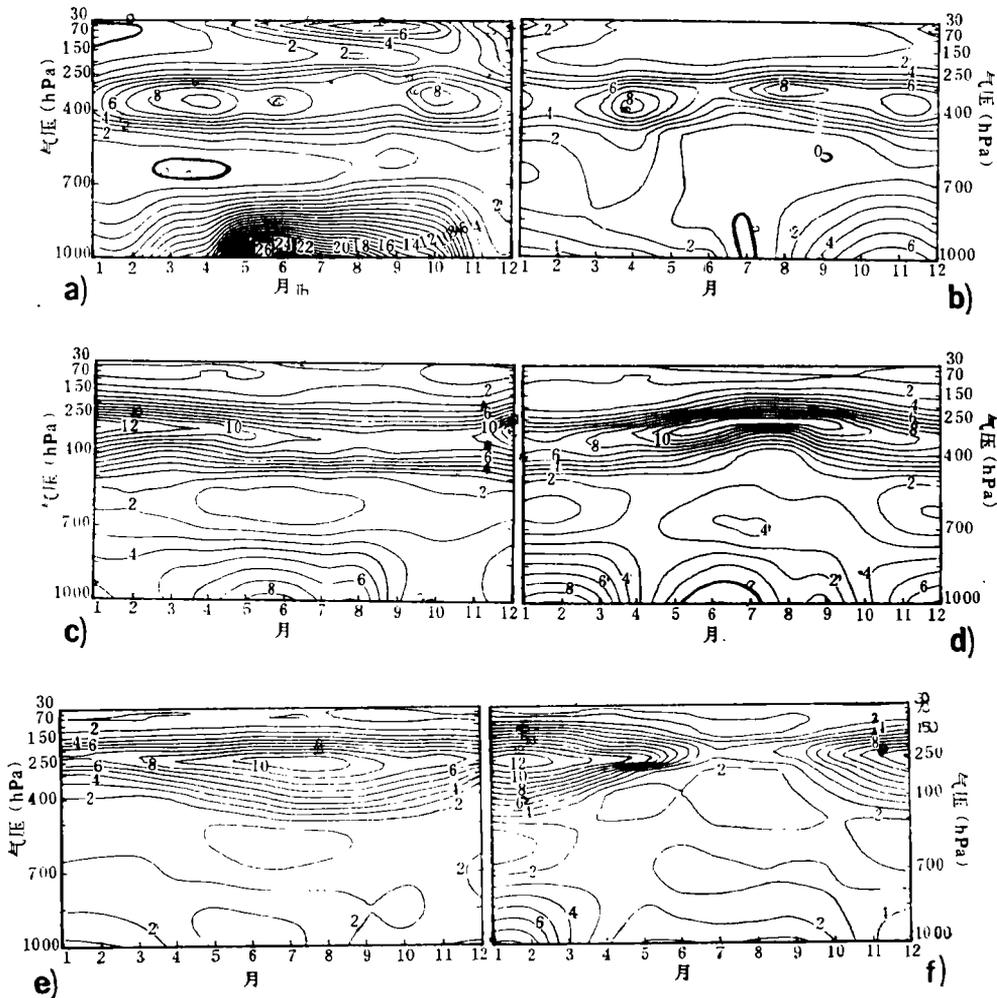


图7 不同纬度上纬向平均斜压位涡水平梯度  $\sigma^{-1}[q]^{(1)}$  的季节变化  
(a 60°S,b 60°N,c 45°S,d 45°N,e 30°S,f 30°N,单位:  $10^{-11} s^{-1} m^{-1}$ )

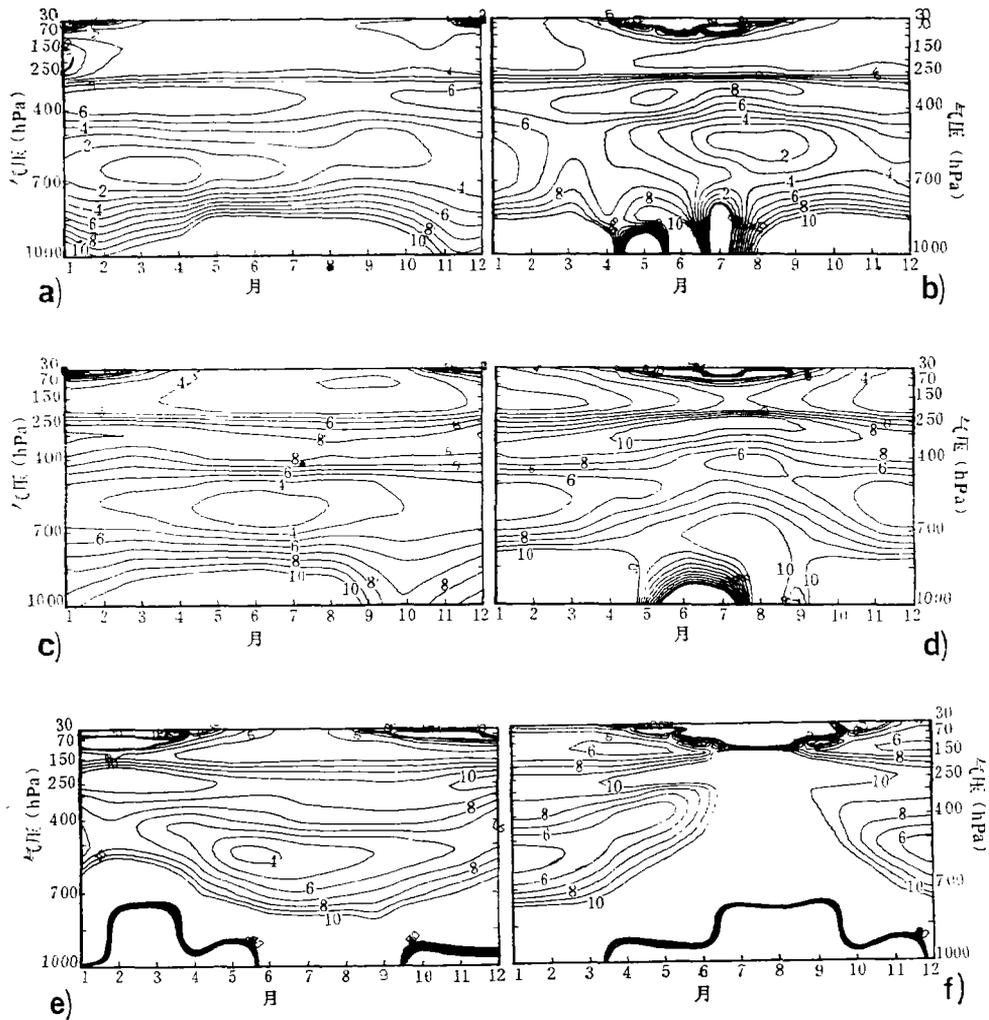


图 8 不同纬度上垂直临界波数  $K_c$  的年变化  
(a 60°S, b 60°N, c 45°S, d 45°N, e 30°S, f 30°N)

和西风急流的季节变化有关。在 60° 纬度上，位涡梯度的年变特征与 45° 相似。但高层的年变化不及 45° 的明显，且冬季对流层底层的梯度与高层的具有相同的量级，甚至比高层的还强（南半球），表明冬季高纬度低层斜压性相当强。

图 8 为不同纬度上斜压临界波数  $K_c$  随高度分布的年变化情况，总的特征与斜压位涡梯度相似：南北半球均呈现明显的季节变化。在低纬度（图 8 e, f），与冬季的情况相反，夏季对流层中大部范围临界波数均很大，一旦有天气尺度扰动出现，较易向上传播。但由于夏季平流层为东风，近地面处于热带东风范围中，因此地面扰动不易穿透东风层上传，也不能穿越对流层顶进入平流层。南半球中高纬带近地层不存在波的截陷区（图 8 a, c），故波动容易从地面向上空传播。高纬地区（图 8 a, b）与中低纬度地区（图 8 c—f）的另一重要差别在于在对流层中层，高纬的临界波数在冬季大于夏季。因此在高纬地区，夏季扰动在上传中易于被截陷，而在冬季则较易上传。这与高纬地区高空冬季多波动的观测事

实也相一致。

#### 四、讨 论

大气基本场的状态和地球的曲率支配着大气波动的运动学特征。这些基本场包括纬向平均的正压位涡和斜压位涡的南北梯度及基本西风。无论是正压位涡梯度,还是斜压位涡梯度,都由基本西风的水平切变(和垂直切变——在斜压情况下)所决定。因此可以说,地球大气中波动传播的运动学特征是由基本西风的结构决定的。这种特征可以用波传播的水平临界波数  $n_c$  和垂直临界波数  $K_c$  简便地表述。由于波动不能在东风带中传播,因此在纬向西风为零的特征纬度上,亦即在东西风交界处,  $n_c$  和  $K_c$  出现不连续分布;在东风侧为波动的截陷区;在西风侧甚至连天气尺度的波动都能自由传播。  $n_c$  和  $K_c$  一般随纬度增加和高度增加而减小。但天气尺度的波动在水平传播中在中高纬(如  $50^\circ\text{N}$ ) 易被截陷。在垂直方向,中纬度存在两个波陷区,第一截陷区位于 600 hPa 附近,  $K_c > 5$  的波在该处上传中被明显削弱,第二截陷区在对流层顶附近( $K_c = 3$ ),近共振的罗斯贝外波从地面传至该处振幅达最大,再往上便迅速减弱。因此,只有行星尺度的波动能自由地进入平流层。由于两半球平均西风存在明显的年变差异,北半球临界波数  $n_c$  的年变化比南半球的明显。一般地,冬季波动能向较低纬度传播,而夏季波动一般局限在中、高纬度。波动垂直传播的运动学特征的年变化比水平传播的年变化甚至更为激烈,由于夏季平流层为东风,近地面东风带向中纬度地带伸展,因此地面扰动不易穿透东风层上传,也不能穿越对流层顶进入平流层。高纬度地区对流层中层的临界波数冬季大于夏季,使较小扰动在冬季比在夏季更易上传。这与高纬地区冬季高空波动活跃的观测事实也相一致。因而,关于水平和垂直传播波的临界波数的分析有助于我们对不同季节不同纬度带大气波动状态的成因的理解。

严格地说,临界波数和折射指数一样,并非是波动行为自身的描述,只不过是可能波动行为的一种运动学表示。不过,由于大气下边界存在着不同尺度的热力和(或)动力强迫源,因此,临界波数或折射指数的时空分布在一定程度上表征着波动特征的时空变化。这可以通过对比  $n_c$  和  $K_c$  的空间分布和 EP 通量的分布而得到证实。在另一篇文章(吴国雄等<sup>[12]</sup>, 1988)中,我们曾分析过不同波数域中的 EP 剖面。从地面向上传播的行星波在对流层上部一支折向低纬,另一支穿过对流层顶进入平流层,还有较弱的波能量指向高纬,使 EP 通量呈“花椰树冠”。相反,中高纬向上的天气尺度 EP 通量却在对流层上部转向低纬传播。这与临界波数  $n_c$  和  $K_c$  一般随高度的增加和随纬度的增加而减小的事实是一致的。此外,数值模拟和资料分析均表明,中低对流层天气尺度波动盛行,对流层顶附近的近共振罗斯贝外波振幅最大,平流层中一般只出现行星尺度波动。这与中纬地区  $K_c$  在垂直方向存在两截陷区的结论也有很好的对应关系。

本文讨论的只是纬向平均状态。由于不同经度上西风结构可以存在显著差异,因此三维波动的运动形态要比纬向平均的复杂得多。例如,局地的气旋波动常可上传至上部对流层;又如一半球的波动可以穿越热带东风带的间隙传到另一半球。这些都不能用二维波动临界波数去简单地描述。注意到上述波动的水平传播理论和垂直传播理论都是在略去平均经圈环流的影响后得到的。最近 Watterson 和 Schneider(1987<sup>[13]</sup>)从理论和数

值模拟证明, 哈得来环流的存在使波动也能够在对流层上部穿透热带东风带从一个半球传到另一半球, 比经典的理论要复杂得多。这些都有待于今后进一步研究。尽管如此, 对于纬向平均气候而言, 作为基本近似, 关于临界波数  $n_c$  和  $K_c$  的研究仍不失其普遍意义。

### 参 考 文 献

- [1] Charney, J. G., and P. G. Drazin, Propagation of planetary scale disturbances from the lower into the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **66**, 83-109, 1961.
- [2] Eliassen, A., and E. Palm, On the transfer of energy in stationary mountain waves, *Geophys. Publ.*, **22**, 3, 1-33, 1960.
- [3] Dickinson, R. E., Planetary Rossby waves propagating vertically through weak westerly wind wave guides, *J. Atmos. Sci.*, **25**, 984-1002, 1968.
- [4] Dickinson, R. E., Orography effects on planetary flow, GARP publication series, No. 23, W. M. O. Geneva, 1980.
- [5] Matsuno, T., Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter Northern Hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 871-883, 1970.
- [6] Schoeberl, M. R., and M. A. Geller, A calculation of the structure of stationary planetary waves in winter, *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1235-1255, 1977.
- [7] Hoskins, B. J., and D. J. Karoly, The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orography forcing, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1179-1196, 1981.
- [8] Karoly, D., and B. J. Hoskins, Three dimensional propagation of planetary waves, *J. Met. Soc. Japan*, **60**, 109-123 1982.
- [9] Huang Ronghui and K. Gambo, The response of a hemispheric multi-level model atmosphere to forcing by topography and stationary heat sources, Part I, II, *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 78-109, 1983.
- [10] 吴国雄、刘还珠, 全球大气环流统计时间平均图集, 气象出版社, 212 1987.
- [11] Hoskins, B. J., and R. Pearce, Large-scale dynamical processes in the atmosphere, Academic Press, 1983.
- [12] 吴国雄、陈彪、吴正贤, 不同波数域中干湿空气的 EP-通量和余差环流. 大气科学, 特刊, 94-106, 1988.
- [13] Watterson, I. G., and E. K. Schneider, The effect of the Hadley circulation on the meridional propagation of stationary waves, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **113**, 779-814, 1987.

## SPACIAL AND TEMPERAL VARIATION OF THE KINEMATIC CHARACTERISTICS FOR THE PROPAGATION OF ATMOSPHERIC STATIONARY WAVES

Wu Guoxiong Chen Biao\* Wu Zhengxian

(LASG, Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica, Beijing, China)

### Abstract

Time-mean global general circulation data are employed to analyse the temperal and spatial variation of the meridional gradient of zonal mean potential vorticity, the critical wave number  $n_c$  for horizontal wave-propagation, and the critical wave number  $K_c$  for vertical wave-propagation. Thereby the kinematic characteristics for the propagation of atmospheric stationary waves and their annual variations are studied. Results show that in the troposphere  $n_c$  and  $K_c$  usually decrease with the increase of either latitude or altitude. Synoptic and near-resonant Rossby waves could be trapped during their upward and meridional propagations. These characteristics possess prominent annual variations, especially in the Northern Hemisphere. It is found that the spatial and temperal variations of these kinematic characteristics are in good agreement with those of the atmospheric wave patterns.

\* Present affiliation: Department of Meteorology, Nanjing Institute of Meteorology.