

超长波活动规律的定性分析

章 基 嘉

(南京气象学院)

一、引 言

大气运动在空间上是多尺度的,时间上是多频率的。在整个北半球范围内,沿纬圈方向上波数为1、2、3的大气波动通常称为超长波。长波的水平尺度为几千公里,时间尺度为3—5天,而超长波的水平尺度在一万公里以上,时间尺度在10天以上。可见超长波是大气中时空尺度最大的一类波动。

在中期天气过程中,长波活动构成一次具体的天气过程,而超长波活动则构成环流形势演变的背景,它的振幅决定了中期环流形势的大局。因此研究超长波的性质和活动规律对于中期天气预报是有重要意义的。

六十年代以来,气象工作者逐步认识到超长波活动与中长期天气过程有密切联系,而对超长波的性质和活动规律作了一些研究^[1-9],但是对超长波的认识无论从实践上和理论上还有待于深入。

如所周知,对于大尺度大气运动,可用下列涡度方程和热力学方程来描述:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \nabla \cdot \nabla \zeta + \beta v = f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + \nabla \cdot \nabla \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + \sigma \omega = - \frac{\alpha}{c_p T} \varepsilon \quad (2)$$

式中 σ 为大气静力稳定参数, $\alpha = -\frac{\partial \phi}{\partial p}$ 为空气比容, ε 为对单位质量空气的加热率,其余为常用符号。

由尺度分析可知,对于超长波而言,热力学方程(2)仍能适用,而涡度方程(1)通过比较各项量级后,可简化为下列诊断方程的形式

$$\beta v = f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} \quad (3)$$

(3)式表示,在超长波尺度运动中,作为第一近似, β 项的作用是和水平散度项的作用相平衡的。这就是所谓伯格(Burger, 1958)模式^[1]。我们认为,这种简化的意义在于把罗斯贝长波从动力学方程中滤掉,从而突出超长波的性质。

二、超长波相速公式和振幅变化公式的推导

为了较完善地考虑大气斜压性,我们用三层模式来推导超长波的相速公式和振幅变化公式。三层斜压模式的垂直分层如图 1 所示。

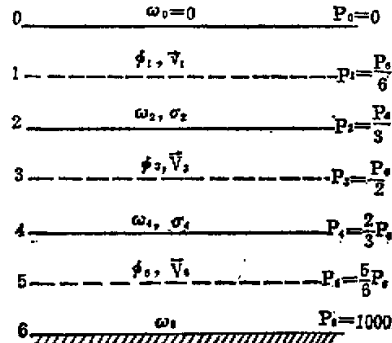


图 1 三层斜压模式的垂直分层

把方程(3)写在等压面 p_1 、 p_3 、 p_5 上,把方程(2)写在等压面 p_2 、 p_4 上,得到下列方程组

$$\beta v_1 = f_0 \frac{\omega_2}{p_2} \quad (4.1)$$

$$\beta v_3 = f_0 \frac{\omega_4 - \omega_2}{p_2} \quad (4.2)$$

$$\beta v_5 = f_0 \frac{\omega_6 - \omega_4}{p_2} \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right)_1 + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right)_1 + \sigma_2 \omega_2 = - \frac{\alpha_2}{C_p T_2} \varepsilon \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right)_4 + \mathbf{v}_4 \cdot \nabla \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right)_4 + \sigma_4 \omega_4 = - \frac{\alpha_4}{C_p T_4} \varepsilon \quad (4.5)$$

其中

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right)_1 = \frac{\phi_1 - \phi_3}{p_1 - p_3} = - \frac{\phi'}{p_2}, \quad \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right)_4 = \frac{\phi_3 - \phi_5}{p_3 - p_5} = - \frac{\phi''}{p_2} \quad (5)$$

将以上两式分别代入(4.4)和(4.5)式,其中 ω_2 和 ω_4 分别用方程(4.1)和(4.3)的解来代替,则得

$$\frac{\partial \phi'}{\partial t} + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla \phi' - \frac{p_2^2 \sigma_2}{f_0} \beta v_1 = \frac{p_2 \alpha_2}{C_p T_2} \varepsilon \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial \phi''}{\partial t} + \mathbf{v}_4 \cdot \nabla \phi'' + \frac{p_2^2 \sigma_4}{f_0} \beta v_3 - p_2 \sigma_4 \omega_6 = \frac{p_2 \alpha_4}{C_p T_4} \varepsilon \quad (6.2)$$

令 $v' = v_1 - v_3$, $v'' = v_3 - v_5$, 则有 $v_5 = v_1 - v' - v''$, v' 和 v'' 分别为等压面 p_1 与 p_3 和 p_3 与 p_5 之间的经向热成风分量。利用(4.1), (4.2), 和 (4.3) 式可求出下列关系式

$$v_1 = \frac{1}{3} \left(\frac{f_0 \omega_6}{\beta p_2} + 2v' + v'' \right) \quad (7.1)$$

$$v_3 = \frac{1}{3} \left(\frac{f_0 \omega_6}{\beta p_2} - v' + v'' \right) \quad (7.2)$$

$$v_5 = \frac{1}{3} \left(\frac{f_0 \omega_6}{\beta p_2} - v' - 2v'' \right) \quad (7.3)$$

方程(6.1)和(6.2)中的非线性项可作如下处理: 为简便起见, 暂令 $\mathbf{v}_2 \approx \mathbf{v}_4 \approx \mathbf{v}_5$, 于是有

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_3 \cdot \nabla \phi' &= (i u_3 + j v_3) \cdot \left(i \frac{\partial \phi'}{\partial x} + j \frac{\partial \phi'}{\partial y} \right) \\ &= u_3 \frac{\partial \phi'}{\partial x} - u' \frac{f_0 \omega_6}{3 \beta p_2} + \frac{u'}{3} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial x} - \frac{\partial \phi''}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

其中 v_3 已用关系式(7.2)替换。同理可得

$$\mathbf{v}_3 \cdot \nabla \phi'' = u_3 \frac{\partial \phi''}{\partial x} - u'' \frac{f_0 \omega_6}{3 \beta p_2} + \frac{u''}{3} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial x} - \frac{\partial \phi''}{\partial x} \right)$$

在以上两式中 u' 和 u'' 分别为等压面 p_1 与 p_2 和 p_3 与 p_5 之间的纬向热成风分量。

这样, 方程(6.1)和(6.2)线性化后, 并令 $q_2 = f_0 / \sigma_2 p_2^2$ 和 $q_4 = f_0 / \sigma_4 p_2^2$, 便有

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi'}{\partial t} + \left(u_3 + \frac{u'}{3} - \frac{2}{3} \frac{\beta}{q_2} \right) \frac{\partial \phi'}{\partial x} - \frac{1}{3} \left(u' + \frac{\beta}{q_2} \right) \frac{\partial \phi''}{\partial x} \\ = \frac{p_2 \alpha_2}{C_p T_2} \varepsilon + \frac{f_0 u' \omega_6}{3 \beta p_2} + \frac{p_2 \sigma_2 \omega_6}{3} \end{aligned} \quad (8.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi''}{\partial t} + \left(u_3 - \frac{u''}{3} - \frac{2}{3} \frac{\beta}{q_4} \right) \frac{\partial \phi''}{\partial x} + \frac{1}{3} \left(u'' - \frac{\beta}{q_4} \right) \frac{\partial \phi'}{\partial x} \\ = \frac{p_2 \sigma_4}{C_p T_4} \varepsilon + \frac{f_0 u'' \omega_6}{3 \beta p_2} + \frac{2 p_2 \sigma_4 \omega_6}{3} \end{aligned} \quad (8.2)$$

方程(8.1)和(8.2)是我们用来讨论超长波活动的两个基本方程。必须指出, 这里的 ϕ' 和 ϕ'' 分别是等压面 p_1 与 p_2 和 p_3 与 p_5 之间的相对位势, 但是按热成风原理, 随高度向上等压面上的高度场逐渐与厚度场相重合, 所以在讨论超长波活动时忽略它们之间的差别。

设超长波中的垂直运动是由大地形引起的爬坡风造成的, 则有

$$\omega_6 \approx -\rho_6 g w_6 = -\rho_6 g \nabla_6 \cdot \nabla \eta \quad (9)$$

其中 η 为地形高度, ∇_6 和 ρ_6 分别为地面层风速矢和空气密度。再设 ε 和 η 的水平分布呈谐波形式

$$\varepsilon = \varepsilon e^{i(kx - \delta_\varepsilon)} \quad (10)$$

$$\eta = \eta e^{i(kx - \delta_\eta)} \quad (11)$$

其中 ε 、 η 和 δ_ε 、 δ_η 分别为 ε 和 η 的振幅和位相角。

将(9)、(10)、(11)式分别代入方程(8.1)和(8.2), 得到

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi'}{\partial t} + \left(u_3 + \frac{u'}{3} - \frac{2}{3} \frac{\beta}{q_2} \right) \frac{\partial \phi'}{\partial x} - \frac{1}{3} \left(u' + \frac{\beta}{q_2} \right) \frac{\partial \phi''}{\partial x} \\ = \frac{p_2 \alpha_2}{C_p T_2} \varepsilon - \left(\frac{f_0 u' \rho_6 g}{3 \beta p_2} + \frac{p_2 \sigma_2 \rho_6 g}{3} \right) u_6 \frac{\partial \eta}{\partial x} \end{aligned} \quad (12.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi''}{\partial t} + \left(u_3 - \frac{u''}{3} - \frac{2}{3} \frac{\beta}{q_4}\right) \frac{\partial \phi''}{\partial x} + \frac{1}{3} \left(u' - \frac{\beta}{q_4}\right) \frac{\partial \phi'}{\partial x} \\ = \frac{p_2 \alpha_4}{C_p T_4} \varepsilon - \left(\frac{f_0 u'' \rho_6 g}{3 \beta p_2} + \frac{2 p_2 \sigma_4 \rho_6 g}{3}\right) u_6 \frac{\partial \eta}{\partial x} \end{aligned} \quad (12.2)$$

设方程(12.1)和(12.2)的解的形式为

$$\phi' = A'(t) e^{i[kx - \delta'(t)]}, \quad \phi'' = A''(t) e^{i[kx - \delta''(t)]} \quad (13)$$

其中 A' 、 A'' 和 δ' 、 δ'' 分别为高低空超长波的振幅和位相角, 它们都是时间的函数; k 为波数. 将(13)式分别代入方程(12.1)和(12.2), 并利用欧拉公式 $e^{-i\varphi} = \cos \varphi - i \sin \varphi$, 将方程中的实部和虚部分开, 便得以下四个方程

$$\begin{aligned} \frac{dA'}{dt} \cos \delta' - A' \frac{d\delta'}{dt} \sin \delta' + \left(u_3 + \frac{u'}{3} - \frac{2}{3} \frac{\beta}{q_4}\right) k A' \sin \delta' - \frac{1}{3} \left(u' + \frac{\beta}{q_4}\right) k A'' \sin \delta'' \\ = \frac{p_2 \alpha_2 \varepsilon}{C_p T_2} \cos \delta_s - \left(\frac{f_0 \rho_6 g u' u_6 k \eta}{3 \beta p_2} + \frac{2 p_2 \sigma_2 \rho_6 g u_6 k \eta}{3}\right) \sin \delta_\eta, \end{aligned} \quad (14.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{dA'}{dt} \sin \delta' + A' \frac{d\delta'}{dt} \cos \delta' - \left(u_3 + \frac{u'}{3} - \frac{2}{3} \frac{\beta}{q_4}\right) k A' \cos \delta' + \frac{1}{3} \left(u' + \frac{\beta}{q_4}\right) k A'' \cos \delta'' \\ = \frac{p_2 \alpha_2 \varepsilon}{C_p T_2} \sin \delta_s + \left(\frac{f_0 \rho_6 g u' u_6 k \eta}{3 \beta p_2} + \frac{2 p_2 \sigma_2 \rho_6 g u_6 k \eta}{3}\right) \cos \delta_\eta, \end{aligned} \quad (14.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{dA''}{dt} \cos \delta'' - A'' \frac{d\delta''}{dt} \sin \delta'' + \left(u_3 - \frac{u''}{3} - \frac{2}{3} \frac{\beta}{q_4}\right) k A'' \sin \delta'' + \frac{1}{3} \left(u'' - \frac{\beta}{q_4}\right) k A' \sin \delta' \\ = \frac{p_2 \alpha_4 \varepsilon}{C_p T_4} \cos \delta_s - \left(\frac{f_0 u'' \rho_6 g u_6 k \eta}{3 \beta p_2} + \frac{2 p_2 \sigma_4 \rho_6 g u_6 k \eta}{3}\right) \sin \delta_\eta, \end{aligned} \quad (14.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{dA''}{dt} \sin \delta'' + A'' \frac{d\delta''}{dt} \cos \delta'' - \left(u_3 - \frac{u''}{3} - \frac{2}{3} \frac{\beta}{q_4}\right) k A'' \cos \delta'' - \frac{1}{3} \left(u'' - \frac{\beta}{q_4}\right) k A' \cos \delta' \\ = \frac{p_2 \alpha_4 \varepsilon}{C_p T_4} \sin \delta_s + \left(\frac{f_0 u'' \rho_6 g u_6 k \eta}{3 \beta p_2} + \frac{2 p_2 \sigma_4 \rho_6 g u_6 k \eta}{3}\right) \cos \delta_\eta. \end{aligned} \quad (14.4)$$

将(14.1) $\times \cos \delta'$, (14.2) $\times \sin \delta'$, (14.1) $\times \sin \delta'$ - (14.2) $\times \cos \delta'$, (14.3) $\times \cos \delta''$ + (14.4) $\times \sin \delta''$, (14.3) $\times \sin \delta''$ - (14.4) $\times \cos \delta''$, 并考虑到 $\frac{d\delta'}{dt} = kC'$, $\frac{d\delta''}{dt} = kC''$, 分别得到下列高低空超长波的振幅变化公式和相速公式

$$\begin{aligned} \frac{dA'}{dt} = \frac{1}{3} \left(u' + \frac{\beta}{q_4}\right) k A'' \sin(\delta'' - \delta') + \frac{p_2 \alpha_2 \varepsilon}{C_p T_2} \cos(\delta_s - \delta') \\ - \left(\frac{f_0 \rho_6 g u' u_6 k \eta}{3 \beta p_2} + \frac{2 p_2 \sigma_2 \rho_6 g u_6 k \eta}{3}\right) \sin(\delta_\eta - \delta'), \end{aligned} \quad (15.1)$$

$$\begin{aligned} C' = \left(u_3 + \frac{u'}{3} - \frac{2}{3} \frac{\beta}{q_4}\right) - \frac{1}{3} \left(u' + \frac{\beta}{q_4}\right) \frac{A''}{A'} \cos(\delta'' - \delta') \\ + \frac{p_2 \alpha_2 \varepsilon}{C_p T_2 A'} \sin(\delta_s - \delta') + \left(\frac{f_0 \rho_6 g u' u_6 \eta}{3 \beta p_2 A'} + \frac{2 p_2 \sigma_2 \rho_6 g u_6 \eta}{3 A'}\right) \cos(\delta_\eta - \delta') \end{aligned} \quad (15.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{dA''}{dt} = \frac{1}{3} \left(u'' - \frac{\beta}{q_4}\right) k A' \sin(\delta'' - \delta') + \frac{p_2 \alpha_4 \varepsilon}{C_p T_4} \cos(\delta_s - \delta'') \\ - \left(\frac{f_0 u'' \rho_6 g u_6 k \eta}{3 \beta p_2} + \frac{2 p_2 \sigma_4 \rho_6 g u_6 k \eta}{3}\right) \sin(\delta_\eta - \delta''), \end{aligned} \quad (15.3)$$

$$C'' = \left(u_1 - \frac{u''}{3} - \frac{2}{3} \frac{\beta}{q_1} \right) + \frac{1}{3} \left(u'' - \frac{\beta}{q_1} \right) \frac{A'}{A''} \cos(\delta'' - \delta') \\ + \frac{p_2 \alpha_4 \varepsilon}{C_p T_4 A''} \sin(\delta_4 - \delta'') + \left(\frac{f_0 u'' \rho_0 g u_0 \eta}{3 \beta p_1 A''} + \frac{2 p_2 \sigma_4 \rho_0 g u_0 \eta}{3 A'} \right) \cos(\delta_0 - \delta'') \quad (15.4)$$

以上各式中已分别用 u_2 和 u_1 代换 u_3 。

公式(15.1)和(15.2)以及(15.3)和(15.4)可近似地分别看成是 $p_2 = \frac{p_0}{3} \approx 300$ 毫巴(对流层上部)和 $p_4 = \frac{2}{3} p_0 \approx 700$ 毫巴(对流层下部)等压面上的超长波振幅变化公式和相速公式。从这些公式可以看到超长波的相速和振幅变化主要取决于大气斜压性、冷热源和大地形的作用。下面分别加以讨论。

三、大气斜压性对超长波活动的作用

如果大气是正压的, 则 $u' = u'' = 0$, $u_2 = u_1 = u$, $q_2 = q_1 = q$, $\delta'' = \delta'$, $A'' = A'$ 。若无外源的强迫作用, 则由公式(15)可得

$$\frac{dA'}{dt} = \frac{dA''}{dt} = 0 \quad (16.1)$$

$$C' = C'' = u - \frac{\beta}{q} \quad (16.2)$$

可见, 正压超长波如无外源的强迫作用, 则其振幅是不随时间变化的, 而已经存在的超长波将按下列条件移动

$$\text{当 } u \equiv \frac{\beta}{q} \text{ 时, } c \equiv \begin{matrix} \text{东进} \\ 0 \text{ 静止} \\ \text{西退} \end{matrix} \quad (17)$$

在斜压大气中, 如不考虑外源的作用, 则高低空超长波的振幅变化公式和相速公式简化为

$$\frac{dA'}{dt} = \frac{1}{3} \left(u' + \frac{\beta}{q_2} \right) k A'' \sin(\delta'' - \delta') \quad (18.1)$$

$$c' = \left(u_2 + \frac{u'}{3} - \frac{2}{3} \frac{\beta}{q_2} \right) - \frac{1}{3} \left(u' + \frac{\beta}{q_2} \right) \frac{A''}{A'} \cos(\delta'' - \delta') \quad (18.2)$$

$$\frac{dA''}{dt} = \frac{1}{3} \left(u'' - \frac{\beta}{q_1} \right) k A' \sin(\delta'' - \delta') \quad (18.3)$$

$$c'' = \left(u_1 - \frac{u''}{3} - \frac{2}{3} \frac{\beta}{q_1} \right) + \frac{1}{3} \left(u'' - \frac{\beta}{q_1} \right) \frac{A'}{A''} \cos(\delta'' - \delta') \quad (18.4)$$

在对流层上部大气层结一般是稳定的 ($q_2 > 0$), 风速向上递增 ($u' > 0$), 所以当超长波的轴线向下游倾斜(前倾)时 ($\delta'' < \delta'$), 高空超长波的振幅将随时间减小; 反之, 当其轴线向上游倾斜(后倾)时, 其振幅将随时间增大。新田尚 (Nitta, 1967) 对超长波的结构及能量转换进行数值实验后指出^[4], 当风速垂直切变 $\frac{\partial u}{\partial p} < 0$, 如扰动轴线随高度向上游倾斜时, 能量向上输送, 导致高层扰动能量增加; 反之, 当扰动轴线随高度向下游倾斜时,

能量就向下输送。从中纬度沿南北方向的热源分布来看,扰动轴线向上游倾斜的占多数,所以各种移动性扰动都具有把能量向上输送的作用。从气候平均图来看^[10]超长波的轴线也正是随高度向上后倾的,所以由(18.1)式可知,这将有利于高空超长波增幅。对于低空超长波而言,轴线后倾是否能导致增幅还要看 $u'' - \beta/q_1$ 的符号。因此,一般来说,高空超长波的振幅应比低空为大,这和气候平均图所反映的超长波的垂直结构是一致的^[10]。

由(18.2)和(18.4)式可知,当高低空超长波存在位相差时,会使超长波产生一个附加相速。当高低空超长波位相角之差 $|\delta'' - \delta'| < \frac{\pi}{2}$ 时,即当两者位相差在 $\frac{1}{4}$ 波长范围

以内时,大气斜压性使高空超长波产生一向西的相速,当两者位相差 $|\delta'' - \delta'| > \frac{\pi}{2}$ 时,

大气斜压性使高空超长波产生一向东的移速。如果高低空超长波呈反位相时,这个向东的附加相速达最大。若两者相重合时(同位相)就转变为正压大气中的情况。

在对流层下部,层结一般可出现稳定、中性、不稳定三种情况即 $q_1 \geq 0$,但是对于超长波尺度的大气运动来说,尤其是在冬季,仍可认为大范围层结是稳定的。因此,若 $u'' > \beta/q_1$,则当超长波的轴线向上前倾时,低空超长波将随时间减幅;当其轴线向上后倾时将随时间增幅。若 $u'' < \beta/q_1$,则出现相反的结果。

若 $u'' > \beta/q_1$,则当高低空超长波位相角之差 $|\delta'' - \delta'| < \frac{\pi}{2}$ 时,大气斜压性将使低空超长波产生一向东的移速;当位相角之差 $|\delta'' - \delta'| > \frac{\pi}{2}$ 时,大气斜压性使它产生一向西的移速;当两者呈反位相时,这个向西的移速达到最大。若 $u'' < \beta/q_1$,则结果与上述相反。若两者同位相就出现正压大气中的情况。

由公式(15.2)和(15.4)可以看到,斜压超长波的相速与波数无关,也就是说在伯格模式近似下斜压超长波可能属于一类无色散的波动。我们知道,罗斯贝长波是有“异常色散”的波动。从这个意义上说,超长波与罗斯贝长波相比,可能在动力学上是另一类不同性质的波动。事实上,若对罗斯贝长波公式取 $k \rightarrow 0$ 的极限,则得到 $c \rightarrow -\infty$ 的结果,这显然是不符合事实的^[9]。在滤掉长波以后得到的上述超长波相速公式中已经避免了这种不合理的情况,因为这时无论波长有多长,公式(18.2)和(18.4)中的 c' 和 c'' 总是一个有限值。

四、冷热源对超长波活动的作用

冷热源对超长波的作用可表示为

$$\left(\frac{dA'}{dt}\right)_c = \frac{p_2 \alpha_2 \bar{\epsilon}}{c_p T_2} \cos(\delta_s - \delta') \quad (19.1)$$

$$c'_s = \frac{p_2 \alpha_2 \bar{\epsilon}}{c_p T_2 A'} \sin(\delta_s - \delta') \quad (19.2)$$

$$\left(\frac{dA''}{dt}\right)_s = \frac{p_2 \alpha_2 \bar{\epsilon}}{c_p T_4} \cos(\delta_s - \delta'') \quad (19.3)$$

$$c_s'' = \frac{p_2 u_2 \varepsilon}{c_p T_2 A''} \sin(\delta_s - \delta'') \quad (19.4)$$

在以上四式中 $\frac{p\alpha}{c_p T} = \frac{R}{c_p}$ 为一常数, 所以冷热源对超长波振幅的作用与冷热源的平均强度 ε 成正比, 并与波脊同热源的位相角差的余弦函数有关。当 $|\delta_s - \delta| = \pi$ 时, 波脊正好位于冷源中心上空, 波槽位于热源中心上空, 在非绝热(加)热的作用下, 超长波的减幅效应达最大。当超长波槽脊向东分别移出冷热源中心时, 减幅效应逐渐衰减, 而当 $|\delta_s - \delta| = \frac{\pi}{2}$ 时, 减幅效应衰减至零。此后下游的冷热源开始对超长波槽脊产生增幅效应。当超长波槽脊分别移至冷热源中心上空时, 冷热源对它产生的增幅效应达最大。

冬季海洋对大气来说是个热源, 而大陆则是冷源。根据气团在下垫面热力作用下的变性学说^[10], 在大陆东岸形成温度槽, 在大洋东部形成温度脊。根据热成风原理, 大陆东岸必形成高空槽, 大洋东部必形成高空脊。可见海陆的热力作用必使平均超长波槽脊在地理位置上具有准常定性。由公式(19.2)和(19.4)可知, 当 $\delta_s - \delta > 0$, 即波脊落后于热源中心但两者相距在 $1/2$ 波长以内时, $c_s > 0$, 即波脊东移, 移向热源。当 $\delta_s - \delta < 0$ 时, $c_s < 0$, 即波脊西退, 移向热源。可见冷热源能迫使超长波槽脊在其附近摆动, 从而使它们保持在一定地理区域内活动。冬季两大洋东部是超长波脊频繁活动的地区, 而两大陆东岸是超长波槽停滞的地区, 这和上述过程不是没有联系的。夏季青藏高原变成热源, 对流层上部的南亚高压就在它的上空发展起来。长江中下游梅雨开始后, 降水过程中释放的潜热不断积累, 使这里形成一相对热源中心。这时南亚高压中常分裂一中心东移, 而这个东移的高压中心常导致长江中下游雨季中断, 于是潜热释放减少, 相对热源中心消失, 高原东部的高压中心又西退并入南亚高压主体。这种现象已经有不少论著^[11]指出, 也可用(19.1)和(19.2)式来解释。

此外, 冷热源产生的超长波的附加相速与超长波本身的振幅成反比。天气实践表明, 象阻塞高压、切断低压这样一类超长波系统, 当它们发展建立时, 由于振幅迅速加大, 移速明显减小; 当它们减弱崩溃时, 由于振幅迅速减小, 移速常常显著增大。这和(19.2)和(19.4)两式提供的结果是一致的。

朱抱真(1964)的研究^[12]曾经指出, 热源的作用不但决定于波脊与热源的位相差, 还决定于波动是在对流层还是在平流层, 因为在这两层大气中热源作用的符号是相反的。因此, 公式(19.1)、(19.2)看来只适用于对流层上部。这正如前面所说, 这两个公式是用于 300 毫巴等压面附近的。

五、大地形对超长波活动的作用

大地形对超长波活动的作用可以表示为

$$\left(\frac{dA'}{dt}\right)_\eta = -\left(\frac{f_0' u'}{\beta p_2} + p_2 \sigma_2\right) \frac{\rho_2 g u_2 k \eta}{3} \sin(\delta_\eta - \delta') \quad (20.1)$$

$$c_\eta' = \left(\frac{f_0' u'}{\beta p_2} + p_2 \sigma_2\right) \frac{\rho_2 g u_2 k \eta}{3 A'} \cos(\delta_\eta - \delta') \quad (20.2)$$

$$\left(\frac{dA''}{dt}\right)_\eta = -\left(\frac{f_0 u''}{\beta p_2} + 2p_2 \sigma_2\right) \frac{\rho_0 g u_0 k \eta}{3} \sin(\delta_\eta - \delta'') \quad (20.3)$$

$$c''_\eta = \left(\frac{f_0 u''}{\beta p_2} + 2p_2 \sigma_2\right) \frac{\rho_0 g u_0 \eta}{3A''} \cos(\delta_\eta - \delta'') \quad (20.4)$$

由(20)式可见,大地形对超长波活动的作用是很复杂的,它和大气斜压性、静力稳定度、波的水平尺度和振幅等大气本身的热力-动力学因子有关,并取决于山脊的平均高度和波脊与山脊的相对位置。

一般来说,无论冬夏对流层上半部风速总是向上增大的,冬季这层的层结是稳定的,但夏季就不一定了,特别是在青藏高原的上空,大气经常处在强烈的潜在不稳定状态,对流动活动强盛^[11]。这时热成风因子 $\frac{f_0 u'}{\beta p_2}$ 和稳定度因子 $p_2 \sigma_2$ 的符号相反,因此,必须依据具体情况进行分析。

在冬季 $\left(\frac{f_0 u'}{\beta p_2} + p_2 \sigma_2\right)$ 一般为正值,故大地形的作用符号仅决定于位相角差的正弦函数 $\sin(\delta_\eta - \delta')$ 。当超长波脊位于山脊上游 $1/2$ 波长范围以内时,地形作用使其减幅。当超长波脊位于山脊下游 $1/2$ 波长范围以内时,地形作用使其增幅。当波脊与山脊相距 $1/4$ 波长时,地形的变幅作用达到最大。这种情况和短波槽脊越过南北向无限伸长的山脉时其强度发生变化的情形不同。在后一种场合,气流只能爬坡而无法绕流,若对流层顶被看成是物质面时,气柱在迎风坡垂直压缩,导致水平辐散,造成反气旋涡度增加和短波脊增强。在上述超长波脊移近大地形时,若山脉不是南北向无限伸展的,甚至遇到了象西藏高原这样的椭圆形山脊,这时气流向南北两侧发生绕流将是主要的。在这种场合气流在迎风一侧将沿着与山脉垂直的方向朝山脊发生水平辐合,引起反气旋涡度减小,波脊减弱;在山脊的背风一侧,情况相反。

在夏季高原上空仍可设 $u' > 0$, 但 σ_2 可能常为负值,所以热成风-稳定度因子的符号取决于

$$\frac{f_0 u'}{\beta p_2} \cong p_2 |\sigma_2| \quad (21)$$

当上式取“>”号时,地形作用的情况与冬季相同。当上式取“=”号时,两种因子互相抵消,使大地形对超长波振幅不发生明显作用。当上式取“<”号时,大地形的作用与冬季相反。在这种情况下,当 $\delta_\eta > \delta'$, 即波脊在山脊上游 $1/2$ 波长范围以内时,地形使其增幅。反之,当 $\delta_\eta < \delta'$ 时,即波脊在山脊下游 $1/2$ 波长范围以内时,地形使其减幅。

在冬季,大地形对超长波移动的作用符号仅取决于两者位相角之差的余弦函数。当 $|\delta_\eta - \delta'| < \frac{\pi}{2}$, 亦即当波脊位于地形脊上下游 $1/4$ 波长范围以内时,地形脊恒使波脊产生一向东的附加移速。当 $|\delta_\eta - \delta'| > \frac{\pi}{2}$ 时,地形作用又恒使波脊产生一向西的附加移速。当 $|\delta_\eta - \delta'| = \frac{\pi}{2}$, 地形产生的附加移速减至零。

在夏季,大地形对超长波移动的作用不仅取决于两者位相差,而且与热成风-稳定度

因子的符号有关。当(21)式取“>”号时,情况与冬季相同。当(21)式取“=”号时,两者作用互相抵消。当(21)式取“<”号时,情况与冬季相反,亦即当 $|\delta_{\eta} - \delta'| < \frac{\pi}{2}$ 时,大地形总是使波脊产生一向西移速;反之,当 $|\delta_{\eta} - \delta'| > \frac{\pi}{2}$ 时,大地形又总使波脊产生一向东移

速。当 $|\delta_{\eta} - \delta'| = \frac{\pi}{2}$ 时,地形脊产生的东西向移速减至零。可见,无论冬夏,大地形总有使超长波脊在其上下游 $1/4$ 波长处静稳下来的趋势。天气实践表明,当欧洲上空为一低槽盘踞时,乌拉尔山下游 $1/4$ 波长处的贝加尔湖地区常有一相应的高空脊停滞;反之,当贝加尔湖地区出现低槽时,在乌拉尔山上游 $1/4$ 波长处的欧洲上空常维持一准静止的高压脊。这种上下游槽脊的对应关系可能与亚洲大地形的作用有一定关系。事实上北半球西风带的超长波常呈两种基本分布型式:在高指数时期多呈大西洋低槽→欧洲高脊→太梅尔低槽→东亚弱槽的分布;反之,在低指数时期则多呈大西洋高脊→欧洲低槽→太梅尔高脊→东亚大槽的分布。超长波槽脊的这种分布自然决定于整个北半球超长波的总体调整过程,但从以上分析也可看到它们和亚洲大地形的作用不是没有关系的。

从公式(20.2)可以看到,大地形对超长波移动的作用还与超长波本身的振幅成反比。这说明振幅和相速是超长波受控于外源作用时两个相互联系的变量。例如,在冬季,当波脊位于山脊上游 $1/4$ 波长范围以内时,波幅逐渐减小而向东的移速则逐渐加大。当波脊移过山后,波幅逐渐增大,波速则逐渐减小,最后在距山脊 $1/4$ 波长处趋于静稳。

对于公式(20.3)和(20.4)可作类似讨论,只不过这两个公式是用于对流层下部的,在具体应用时要考虑山脊的高度。

从以上讨论中还可以看到,虽然大地形本身是常定不变的,但它对超长波活动所起的作用却随大气本身的物理状况而异。短期天气预报中的“气旋过山理论”只考虑地形对气压系统的机械作用而忽视大气本身的物理条件,这对于尺度巨大的超长波活动来说看来是不甚合适的。

六、结 束 语

本文对于对流层中超长波活动的规律作了一些定性分析,它的正确程度还有待于实践检验。通过这些分析有几点肤浅的认识需要提出来:

1. 许多气象学者认为东西方向上的外力是产生超长波的主要原因,忽视大气斜压性对超长波产生和活动的的作用。从本文分析的结果来看,这种观点是有局限性的。超长波轴线在垂直方向上的倾斜说明在斜压状态下有能量上下输送,从而导致水平方向上超长波的振幅和相速发生变化。

2. 应该把超长波看成是与罗斯贝长波性质不同的另一类大气波动,以便揭示它的动力学性质。超长波从运动状态来看可以分为静止波和移动波,从稳定性角度可以分为中性波和发展波,从成因方面也许还可以分为强迫波和自由波。弄清楚超长波这些方面的统计学特征和动力学性质,无疑将大大有助于提高目前中长期天气预报的物理基础。

3. 在考虑大地形作用时,应该同时考虑大气本身的不同物理条件对这种作用的改变,不能把大地形作用看成是一成不变的机械作用。

参 考 资 料

- [1] A. P. Burger, *Tellus*, 10(1958), 195—205.
- [2] R. J. Deland, *Tellus*, 17 (1965), 527—528.
- [3] R. E. Dickinson, *Tellus*, 20(1968), 548—550.
- [4] E. Eliassen, & B. Machenhauer, *Tellus*, 21(1969), 149—166.
- [5] 朱抱真, 气象学报, 34 (1964), 285—298.
- [6] 李麦村, 大气科学, 2 (1977), 114—122.
- [7] 新田尚, 日本“天气”, 2(1968)。
- [8] 杉本量, 日本“天气” 12(1968)。
- [9] X. П. Погосян, *Общая циркуляция атмосферы*, 1973, Гидрометеопиздат.
- [10] 叶笃正等, 青藏高原气象论文选编(1974), 第12—27页。
- [11] 高由禧等, 青藏高原气象论文集(1975—1976) 第148—188页。

A QUALITATIVE ANALYSIS ON THE ACTIVITY OF THE ULTRA-LONG WAVE

Zhang Ji-jia

(Nanking Institute of Meteorology)

ABSTRACT

The Rossby wave has been filtered from the vorticity and thermodynamic equations. A set of formulae for the phase speed and amplitude change of the ultra-long wave has been obtained by solving the filtered vorticity and thermodynamic equations. A three-level model with consideration of the baroclinity of the atmosphere is used, and a term of the heat source and sink, and an orographic term are included in the thermodynamic equation in the derivation. With these formulae some properties and fundamental activity of the ultra-long waves are discussed. The conclusions may be used for the medium-range prediction of the circulation pattern.