

地形对长波和超长波不稳定发展的影响*

陈 秋 士

(北京大学地球物理系)

提 要

图 3.2.1—3.2.5 表示了地形对长波和超长波移动和发展影响的一般规律。如以地形脊对东移西风冷槽的影响为例,当地形相当涡度和扰动涡度的振幅比 a_m/a_{20} 较小时,在它越过地形脊时,首先流场槽减弱而温度槽加强,减弱的流场槽以较快的速度移动,而温度槽则相对减慢,越过地形脊后,流场槽又重新增强。

我们根据地形的影响,初步讨论了一辆囚气旋在向风坡堵塞,在背风坡又重新产生的物理过程。超长波的斜压不稳定的不能发展,是由于温度场东进和流场西退造成的。根据地形脊对超长波脊移动的影响,可以推测,在两个地形超长波脊之间的地区,最有利于超长波脊的不稳定发展。阻塞脊出现频数的地理分布的观测结果和理论推测有很好的-一致性。

一、引 言

地形对长波和超长波的影响,是天气预报的一个重要课题,已有很多作者对此进行过讨论^[1-3]。本文是通过[4]所给出的 σ -坐标的简化方程组来讨论的。 σ -坐标目前在数值预报和数值试验中已广泛采用,但通过它的简化方程来分析它的解析解的基本性质,目前还做得很少。这种简化的解析方法,对于认识地形影响斜压扰动发展的物理过程和理解数值试验的结果,都是很必要的。

从北半球环流形势调整的预报经验来看,形势变化往往首先从大洋上的超长波脊开始,而后影响到整个北半球。我们自然要问,非定常的超长波为什么往往会在大洋上首先发展?造成非定常超长波发展的物理原因是什么?

Wiin-Nielsen 等^[5]从实际观测分析了超长波的能量机制,发现超长波的扰动动能,来自扰动有效位能的释放。而扰动的有效位能则自平均有效位能转化而来,并且,波长较长的超长波造成的这种向扰动有效位能的转化、以及与它相联系的南北感热的输送,在整个大气环流中,起主要作用。显然,这种超长波的能量机制和典型的斜压不稳定波是相同的。但斜压不稳定理论的研究^[6-8]表明,在中纬度,波数为 6 的波是最不稳定的,超长波的波长往往在不稳定临界曲线之外。Smagorinsky 等^[9]曾经用 9 层模式,在东西方向均一、南北方向有辐射冷热源的条件进行了数值试验,得到的结果是,波数为 6 的波具有最大的能量,这和斜压不稳定的理论分析是一致的。因此,超长波发生、发展的过程,应和大地形及非轴对称冷热源有着不可分割的联系。Wiin-Nielsen

* 本文于 1979 年 1 月 17 日收到,6 月 29 日收到修改稿。

等^[10]和 Brown^[11]曾研究了冷热源对扰动有效位能的制造,发现非绝热过程是减弱扰动有效位能的,扰动温度场和扰动热源的分布有着负相关。这些事实说明,非轴对称冷热源并不能直接造成超长波的能量来源,非定常超长波的能量机制是和斜压不稳定的自由波完全相同。另一方面,大地形和冷热源等非轴对称条件的影响,却又是形成超长波所不可缺少的,这和“强迫波”的条件是一致的。因此,任何一种有关非定常超长波发展的理论模型,应该要求它能说明上述事实的内在联系。本文将单纯从大地形影响的角度讨论这一问题。至于有关冷热源的影响,将另文讨论。

关于背风坡上气旋的发展问题,也是地形对大尺度系统影响的一个重要课题。经常对我国有影响的蒙古气旋,在蒙古西部常发生分裂再生的过程,为什么会造成这一现象呢?它和地形有很大的关系,我们将初步说明这一问题。

二、基本方程的简化及其解

1. σ -坐标地转两层模式

根据文献[4]所给出的 σ -坐标的简化方程组,涡度方程为

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla(f + \zeta) - \vec{V} \cdot \nabla \zeta_e + f_0 \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} - \vec{k} \cdot (\nabla RT \times \nabla \ln \pi) \quad (2.1.1)$$

切变涡度的变化方程可简化为

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial \sigma} \right) = -\frac{\partial}{\partial \sigma} [\vec{V} \cdot \nabla(f + \zeta)] - \frac{\partial \vec{V}}{\partial \sigma} \cdot \nabla \zeta_e + f_0 \frac{\partial^2 \dot{\sigma}}{\partial \sigma^2} \quad (2.1.2)$$

绝热热力学方程为

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla T - \vec{V} \cdot \nabla T_e + \frac{C^2}{\sigma R} \dot{\sigma} \quad (2.1.3)$$

这里 $\zeta_e = f_0 H / H_0$ 为地形相当涡度, $T_e = \frac{\alpha^2}{R} \frac{H}{H_0}$ 为地形相当温度。其它符号均和文献[4]相同。

我们将方程(2.1.1)–(2.1.3)写成如图 2.1.1 的两层模式,并考虑对于任意函数 F , 有

$$F_2 = \frac{1}{2} (F_1 + F_3) \quad \hat{F} = \frac{1}{2} (F_1 - F_3) \quad (2.1.4)$$

以及静力学关系

$$\frac{\partial \phi}{\partial \sigma} = -\frac{RT}{\sigma} \quad (2.1.5)$$

有

$$\frac{\partial \zeta_2}{\partial t} = -\vec{V}_2 \cdot \nabla(f + \zeta_2) - \hat{\vec{V}} \cdot \nabla \hat{\zeta} - \vec{V}_2 \cdot \nabla \zeta_e - \vec{k} \cdot (\nabla RT \times \nabla \ln \pi)_2 \quad (2.1.6)$$

$$\frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial t} = -\hat{\vec{V}} \cdot \nabla(f + \zeta_2) - \vec{V}_2 \cdot \nabla \hat{\zeta} - \hat{\vec{V}} \cdot \nabla \zeta_e + 2f_0 \dot{\sigma}_2 \quad (2.1.7)$$

$$\frac{\partial \hat{\phi}}{\partial t} = -\vec{V}_2 \cdot \nabla \hat{\phi} - \frac{R}{2} \vec{V}_2 \cdot \nabla T_e + 2C_2^2 \dot{\sigma}_2 \quad (2.1.8)$$

利用 T_e 和 ζ_e 之间的关系,并由公式(2.1.5),有

$$-\vec{k} \cdot (\nabla RT \times \nabla \ln \pi)_2 = \frac{1}{2} \hat{\vec{V}} \cdot \nabla \zeta_e \quad (2.1.9)$$

这时方程(2.1.6)和(2.1.8)分别改写为

$$\frac{\partial \zeta_2}{\partial t} = -\vec{V}_2 \cdot \nabla (f + \zeta_2) - \hat{V} \cdot \nabla \hat{\zeta} - \left(\vec{V}_2 - \frac{1}{2} \hat{V} \right) \cdot \nabla \zeta_e \quad (2.1.10)$$

$$\frac{\partial \hat{\phi}}{\partial t} = -\vec{V}_2 \cdot \nabla \hat{\phi} - \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{f_0} \vec{V}_2 \cdot \nabla \zeta_e + 2C_2^2 \dot{\sigma}_2 \quad (2.1.11)$$

我们引入下面的地转风关系

$$-\vec{k} f_0 \times \vec{V}_2 = \nabla \phi_e, \quad f_0 \zeta_2 = \nabla^2 \phi_e \quad (2.1.12)$$

这里 ϕ_e 为等 σ 面的相当位势高度

$$\phi_e = \phi_2 + RT_0 \ln \pi \quad (2.1.13)$$

热成风关系为

$$-\vec{k} f \times \hat{V} = \nabla \hat{\phi}, \quad f_0 \hat{\zeta} = \Delta^2 \hat{\phi} \quad (2.1.14)$$

将(2.1.12)和(2.1.14)分别代入(2.1.10)和(2.1.7), 结合(2.1.11)则得到关于三个未知函数 $\hat{\phi}$, ϕ_e , 和 $\dot{\sigma}_2$ 的三个方程式。

2. 两层模式的线性化方程

设

$$u_2 = U + u'_2, \quad v_2 = v'_2, \quad \dot{\sigma}_2 = \dot{\sigma}'_2 \quad (2.2.1)$$

$$\hat{U} = \hat{U} + \hat{u}', \quad \hat{v} = \hat{v}', \quad \hat{\phi} = \hat{\phi}(y) + \hat{\phi}'$$

和

$$\hat{U} = -\frac{1}{f_0} \frac{\partial \hat{\phi}}{\partial y} \quad (2.2.2)$$

这里 \hat{U} 和 U 为常数。方程(2.1.7), (2.1.10)和(2.1.11)可线性化为

$$\frac{\partial \zeta'_2}{\partial t} = -U \frac{\partial \zeta'_2}{\partial X} - \beta v'_2 - \hat{U} \frac{\partial \hat{\zeta}'_2}{\partial X} - \left(U - \frac{1}{2} \hat{U} \right) \frac{\partial \zeta_e}{\partial X} \quad (2.2.3)$$

$$\frac{\partial \hat{\zeta}'_2}{\partial t} = -U \frac{\partial \hat{\zeta}'_2}{\partial X} - \hat{U} \frac{\partial \zeta'_2}{\partial X} - \beta \hat{v}'_2 - \hat{U} \frac{\partial \zeta_e}{\partial X} + 2f_0 \dot{\sigma}'_2 \quad (2.2.4)$$

$$\frac{\partial \hat{\phi}'_2}{\partial t} = -U \frac{\partial \hat{\phi}'_2}{\partial X} + \hat{U} \frac{\partial \phi'_e}{\partial X} - \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{f_0} U \frac{\partial \zeta_e}{\partial X} + C_2^2 \dot{\sigma}'_2 \quad (2.2.5)$$

将方程(2.2.5)进行 Δ 运算, 并略去“'”的符号, 则有

$$\frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial t} = -U \frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial x} + \hat{U} \frac{\partial \zeta_2}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{f_0^2} U \frac{\partial \Delta \zeta_e}{\partial X} + \frac{C_2^2}{f_0} \Delta \dot{\sigma}_2 \quad (2.2.6)$$

对于任意函数 F , 当 F 是算子 Δ 的特征函数时,

$$\Delta F = -\frac{1}{L^2} F \quad (2.2.7)$$

这里 L 为扰动的水平尺度。我们令

$$L_M = \frac{\alpha}{f_0} = \frac{\sqrt{KRT_0}}{f_0} \quad (2.2.8)$$

而

$$L_0 = \frac{C_2}{\sqrt{2} f_0} \quad (2.2.9)$$

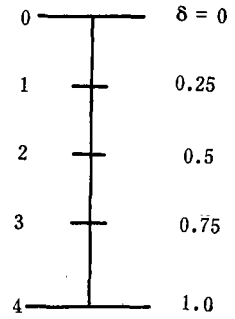


图 2.1.1

表示适应过程的特征尺度或变形半径。因此, 方程(2.2.6)可改写为

$$2 f_0 \dot{\sigma} = -\frac{L^2}{L_0^2} \left(\frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial t} + U \frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial x} - U \frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial x} - \frac{1}{2} \frac{L_M^2}{L^2} U \frac{\partial \zeta_e}{\partial X} \right) \quad (2.2.10)$$

将上式代入(2.2.4), 并利用地转风关系和(2.2.7)有

$$\frac{\partial \zeta_2}{\partial x} = -\frac{1}{L} v_2 \quad (2.2.11)$$

和

$$C_R = U - \beta L^2 \quad (2.2.12)$$

这里 C_R 为 Rossby 波速, 方程(2.2.3)和(2.2.4)可改写为

$$\frac{\partial \zeta_2}{\partial t} = -C_R \frac{\partial \zeta_2}{\partial X} - \hat{U} \frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial X} - \left(U - \frac{1}{2} \hat{U} \right) \frac{\partial \zeta_e}{\partial X} \quad (2.2.13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial t} = & -C_R \frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial t} - \frac{(1-n^2)}{(1+n^2)} \hat{U} \frac{\partial \zeta_2}{\partial X} - \frac{n^2}{1+n^2} \beta L^2 \frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial X} - \\ & - \frac{1}{1+n^2} \left(\hat{U} - \frac{1}{2} \frac{L_M^2}{L_0^2} U \right) \cdot \frac{\partial \zeta_e}{\partial X} \end{aligned} \quad (2.2.14)$$

这里 $\eta = L/L_0$, 上列方程当 ζ_e 为已知时, 为决定两个变量 ζ_2 和 $\hat{\zeta}$ 的基本方程。

3. 方程的解

将方程(2.2.13)–(2.2.14)在 β -平面的矩形区域求解, 设地形分布为

$$\zeta_e = a_m e^{i(kx - \delta_m)} \cos \mu y \quad (2.3.1)$$

这里 $k = \frac{2\pi}{l}$, $\mu = \frac{\pi}{D}$, l 和 D 分别表示东西的波长和南北的宽度。设解的形式为

$$\left. \begin{aligned} \zeta_2 &\sim a_2(t) e^{i(kx - \delta_2(t))} \cos \mu y \\ \hat{\zeta} &\sim \hat{a}(t) e^{i(kx - \hat{\delta}(t))} \cos \mu y \end{aligned} \right\} \quad (2.3.2)$$

将(2.3.2)代入(2.2.13)–(2.2.14), 则得到扰动振幅和位相变化的方程式, 我们令

$$C_2 = \frac{1}{k} \frac{d\delta_2}{dt}, \quad \hat{C} = \frac{1}{k} \frac{d\hat{\delta}}{dt} \quad (2.3.3)$$

分别表示正压流场扰动或切变流场扰动移动的相速度。这时有

$$\frac{da_2}{dt} = k \hat{U} \hat{a} \sin(\delta_2 - \hat{\delta}) + k \left(U - \frac{1}{2} \hat{U} \right) a_m \sin(\delta_2 - \delta_m) \quad (2.3.4)$$

$$C_2 = C_R + \frac{\hat{U} \hat{a}}{a_2} \cos(\delta_2 - \hat{\delta}) + \left(U - \frac{1}{2} \hat{U} \right) \frac{a_m}{a_2} \cos(\delta_2 - \delta_m) \quad (2.3.5)$$

$$\frac{d\hat{a}}{dt} = -\frac{(1-n^2)}{(1+n^2)} k \hat{U} a_2 \sin(\delta_2 - \hat{\delta}) - \frac{k}{1+n^2} \left(\frac{1}{2} \frac{L_M^2}{L_0^2} U - \hat{U} \right) a_m \sin(\hat{\delta} - \delta_m) \quad (2.3.6)$$

$$\begin{aligned} \hat{C}_2 = & \left(C_R + \frac{n^2}{1+n^2} \beta L^2 \right) + \frac{(1-n^2)}{(1+n^2)} \hat{U} \frac{a_2}{\hat{a}} \cos(\delta_2 - \hat{\delta}) - \\ & - \frac{1}{1+n^2} \frac{a_m}{\hat{a}} \left(\frac{1}{2} \frac{L_M^2}{L_0^2} U - \hat{U} \right) \cos(\hat{\delta} - \delta_m), \end{aligned} \quad (2.3.7)$$

方程(2.3.4)–(2.3.7)为地形影响下, 简单斜压大气扰动发展和移动的方程式。

三、解的性质的初步分析

下面我们将按照不同情况，分别讨论解的性质和结果

1. 不考虑地形影响时的主要结果

在不考虑地形影响时，简单斜压模式不稳定性的分析，在文献[12-13]中已作过较详细地讨论，这里只作简要地说明。当不考虑地形影响时，(2.3.4)–(2.3.7)可变形为

$$\frac{da_2}{dt} = k\hat{U}\hat{a}\sin(\delta_2 - \hat{\delta}) \quad (3.1.1)$$

$$C_2 = C_R + \frac{\hat{U}\hat{a}}{a_2}\cos(\delta_2 - \hat{\delta}) \quad (3.1.2)$$

$$\frac{d\hat{a}}{dt} = -k\frac{(1-n^2)}{(1+n^2)}\hat{U}a_2\sin(\delta_2 - \hat{\delta}) \quad (3.1.3)$$

$$\hat{C} = C_R + \frac{n^2}{1+n^2}\beta L^2 + \frac{(1-n^2)}{(1+n^2)}\hat{U}\frac{a_2}{\hat{a}}\cos(\delta_2 - \hat{\delta}) \quad (3.1.4)$$

从上式可以看出，当 $n > 1$ ，即 $L > L_0$ 时，并且 $U > 0$ ，如果温度场（或切变流场）落后于正压流场扰动，即 $0 < \delta_2 - \hat{\delta} < \pi$ 时，由(3.1.1)和(3.1.3)可知，

$$\frac{da_2}{dt} > 0, \frac{d\hat{a}}{dt} > 0 \quad (3.1.5)$$

这时正压扰动和斜压扰动同时增长，并且当 $\delta_2 - \hat{\delta}$ 为一常数时， $\frac{da_2}{dt}$ 和 $\frac{d\hat{a}}{dt}$ 是分别和 \hat{a} 与 a_2 成正比的，也即随着 \hat{a} 和 a_2 的增大，它们增长率也愈来愈大。因此，它们可造成文献[12,13]中说明的相互激发的物理过程，造成斜压不稳定。当温度场超前于正压流场，即 $0 > \delta_2 - \hat{\delta} > -\pi$ ，并且 $\delta_2 - \hat{\delta}$ 为一常数时，这时斜压扰动和正压扰动互相抑制，成为不稳定衰减的过程。

现在考查扰动的移速，从(3.1.2)和(3.1.4)可以看出，扰动移速是和 $\delta_2 - \hat{\delta}$ 的相角差有关的，当 $|\delta_2 - \hat{\delta}| < \frac{\pi}{2}$ 时， C_2 除去以 Rossby 波速 C_R 移动外，还附加一向东的移速 $\frac{\hat{U}\hat{a}}{a_2}\cos(\delta_2 - \hat{\delta})$ ，我们取向东方向为正，当 $\delta_2 - \hat{\delta} = 0$ 时， C_2 取它可能最大的移速 $C_{2\max}$ ，则

$$C_{2\max} = C_R + \frac{\hat{U}\hat{a}}{a_2} \quad (3.1.6)$$

当 $\delta_2 - \hat{\delta} = \pi$ 时， C_2 取它可能的最小值 $C_{2\min}$

$$C_{2\min} = C_R - \frac{\hat{U}\hat{a}}{a_2} \quad (3.1.7)$$

当纬度为 45° ，南北宽度为 4000 公里， $\mu = \frac{\pi}{D} = 0.7854 \times 10^{-6} \text{米}^{-1} \hat{a} / a_2 \sim 1$ ， $\gamma = 0.6^\circ\text{C} / 100 \text{公尺}$ ， $U = 12 \text{米/秒}$ ， $U = 8 \text{米/秒}$ 时， $C_{2\max}$ 和 $C_{2\min}$ 的数值如图 3.1 所示。这时可

能出现的正压扰动的移速必须满足 $C_{2\max} > C_2 > C_{2\min}$ 。当 $\delta_2 - \delta = \pi$ 时, \hat{C} 出现可能最大值 \hat{C}_{\max} , 则

$$\hat{C}_{\max} = C_R + \frac{n^2}{1+n^2} \beta L^2 + \frac{(n^2-1)}{(1+n^2)} \hat{U} a_2/a \quad (3.1.8)$$

当 $\delta_2 - \delta = 0$ 时, \hat{C} 取可能的最小值 \hat{C}_{\min} ,

$$\hat{C}_{\min} = C_R + \frac{n^2}{1+n^2} \beta L_1^2 - \frac{(n^2-1)}{(1+n^2)} \hat{U} a_2/a \quad (3.1.9)$$

在前面所述的参数下, \hat{C}_{\max} 和 \hat{C}_{\min} 随波长的分布如图 3.1.1 所示。实际可能出现的温度场或切变流场的移速应在 \hat{C}_{\max} 和 \hat{C}_{\min} 之间。从图 3.1.1 可以看出, 对于波长较长的超长波, 例如波数小于 3 的波, 它的正压扰动的移速 C_2 总是只能取负值, 或较小的正值, 而它的斜压扰动的移速 \hat{C} , 总是只能取正值。对于波数大于 3 的波, 在某些条件下, 正压流场扰动和切变流场扰动是可能保持同一波速移动的。而当波长较长, 例如波数小于 3 时, 切变流场的扰动总是东进的, 正压流场扰动总是西退的, 因此, 即使在初始时刻, 温度槽落后于正压流场槽, 根据 (3.1.5), 这时流场槽和温度槽是同时增长的, 但这种增长只能持续某一有限的时段, 由于 $\hat{C} > C_2$, 一定时刻后, 温度槽总会追及正压流场槽, 使扰动同时增长的过程停止。这就是超长波为什么不能象长波那样, 能得到不稳定发展的根本原因。有关这一问题在文献[13]中已作了讨论, 这里又从不同的角度作了说明。

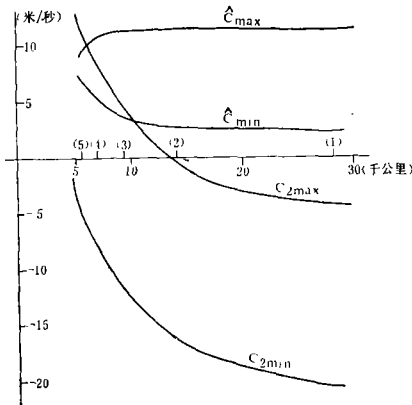


图 3.1.1

(横坐标上圆括号内的数值相当于纬度 45° 的波数)

2. 地形对扰动的影响

我们现在不考虑流体内部斜压性等作用, 只单纯考虑地形对扰动的影响, 这时方程 (2.3.4) — (2.3.7) 可简化为

$$\frac{da_2}{dt} = k \left(U - \frac{1}{2} \hat{U} \right) a_m \sin(\delta_2 - \delta_m) \quad (3.2.1)$$

$$C_2 = \left(U - \frac{1}{2} \hat{U} \right) \frac{a_m}{a_2} \cos(\delta_2 - \delta_m) \quad (3.2.2)$$

$$\frac{d\hat{a}}{dt} = -\frac{k}{(1+n^2)} \left(\frac{1}{2} \frac{L_M^2}{L_0^2} U - \hat{U} \right) a_m \sin(\hat{\delta} - \delta_m) \quad (3.2.3)$$

$$\hat{C} = -\frac{1}{1+n^2} \frac{a_m}{\hat{a}} \left(\frac{1}{2} \frac{L_M^2}{L_0^2} U - \hat{U} \right) \cos(\hat{\delta} - \delta_m) \quad (3.2.4)$$

现在要分别讨论上列四式的物理含义。

1) 地形对正压流场振幅的影响

图 3.2.1 为 ζ_e 的某一富氏分量随 x 的分布图。H 大的地方相当地形涡度 ζ_e 也大, 所以 O 点相当于地形脊的地区。在 (3.2.1) 式中, 当 $0 > \delta_2 - \delta_m > -\pi$ 时, $\frac{da_2}{dt} < 0$, 亦即, 对

于自西向东移动的正压流场槽，当槽线越过图 3.2.1 的 A 点后，这时迎风坡上气旋式涡度减少，故振幅减弱。当 $0 < \delta_2 - \delta_m < \pi$ 时， $\frac{da_2}{dt} > 0$ ，也即，东移的槽线越过 O 点后，因背风坡上气旋式涡度增加，故振幅加强。如图 3.2.1 中的括号所示，流场脊振幅变化的地区应与流场槽相反。

为了进一步说明一个正压扰动越过地形脊时，振幅随时间变化的具体特点。作为第一近似，我们可暂假设正压扰动的移速 C_2 为一常数，并设在 $t=0$ 时，槽线正好位于图 3.2.1 的 A 点，设位相为 δ_{20} ，振幅为 a_{20} 。这时(3.2.1)可改写成

$$\frac{da_2}{dt} = k \left(U - \frac{1}{2} \hat{U} \right) a_m \sin(kC_2t + \delta_{20} - \delta_m) \quad (3.2.5)$$

这里 $\delta_{20} - \delta_m = -\pi$ ，因此

$$\frac{da_2}{dt} = -k \left(U - \frac{1}{2} \hat{U} \right) a_m \sin(kC_2t) \quad (3.2.6)$$

利用 $t=0$ ， $a_2 = a_{20}$ 的初条件，解上式，有

$$a(t) = \frac{1}{C_2} \left(U - \frac{1}{2} \hat{U} \right) a_m [\cos(kC_2t) - 1] + a_{20} \quad (3.2.7)$$

将上式代入(2.3.2)，可得特解。

$$\zeta_2 = \left\{ \frac{1}{C_2} \left(U - \frac{1}{2} \hat{U} \right) a_m [\cos(kC_2t) - 1] + a_{20} \right\} \cos k(X - C_2t) \cdot \cos \mu y \quad (3.2.8)$$

上式从严格意义上讲，已经不是一个传播波。因为，它一方面具有以波速 C_2 向东传播的因子，另一方面振幅随时间也是变化的。当传播因子使初始 A 点的槽线移到 O 点时，即 $kC_2t = \pi$ 时，则扰动的振幅为

$$a_2 = a_{20} - 2 \frac{1}{C_2} \left(U - \frac{1}{2} \hat{U} \right) a_m = \Delta \quad (3.2.9)$$

一般， $a_{20} > 0$ ，根据 Δ 是否大于零，可说明扰动越过山脊 O 点时的特点。当 $\Delta > 0$ 时，气旋式流场槽经向风坡逐渐移向山脊的过程中，是减弱的。当 $kC_2t = \pi$ ，对应的槽线移到 O 点时，仍为一低压槽，但强度达到极小，移过山脊后，在背风坡移动的过程中，槽又逐渐加强。我们把这一地形影响的过程称为“减弱—加强”的过程。

当 $\Delta < 0$ 时，即在 $kC_2t = \pi$ ，对应原来 A 点的槽线移到 O 点时，它的涡度性质已变化，它表示地形在向风坡所造成的涡度的减少，已超过扰动本身的强度，因而使扰动变为反气旋性涡度。该槽线在向风坡东移的过程中，开始时是减弱的，而后则逐渐填塞，在山脊 O 点已经不出现气旋性涡度，亦即不会出现槽线超过山脊的现象。但随着时间的继续增大， $kC_2t > \pi$ ，对应原来 A 点的槽线移到背风坡时，由于背风坡气旋性涡度增加，

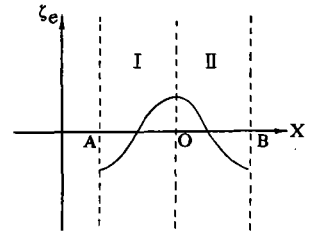


图 3.2.1

I 区：正压流场槽减弱区（脊增强区）；
II 区：正压流场槽增强区（脊减弱区）。

$a_2(t)$ 又大于零,该槽线又重新具有气旋性涡度。这时,它表现出在向风坡填塞,而后,再在背风坡重新产生的形式。我们把这种地形影响振幅变化的过程叫做“填塞—再生”的过程。

从(3.2.9)可以看出, $\Delta \geq 0$ 实际上决定于

$$\frac{a_{20}}{a_m} \geq \frac{1}{C_2} (2U - \hat{U}) \quad (3.2.10)$$

当扰动振幅和地形振幅之比 a_{20}/a_m 相对较大,能成立(3.2.10)中的“大于”关系时,将出现“减弱—增强”的过程;当 a_{20}/a_m 相对较小,(3.2.10)中的“小于”关系成立时,将出现“填塞—再生”的过程。地形振幅 a_m 相对说越来越大,则越有利于出现“填塞—再生”的过程。

2) 地形对正压流场移动的影响

图 3.2.2 的实线仍为地形相当涡度的富氏分量的分布。根据 (3.2.2) 式一般 $U - \frac{1}{2}\hat{U} > 0$, 当 $|\delta_2 - \delta_m| < \frac{\pi}{2}$ 时,它相当于正压槽线位于图 3.2.2 A, B 之间的情形, $C_2 > 0$, 亦即表示地形造成一个向东的分速。我们知道,一个西风槽的移动,可通过槽前气旋性涡度的增加和槽后气旋性涡度减少的局地变化表现出来, A, B 之间的向东移速就是这种作用造成的。

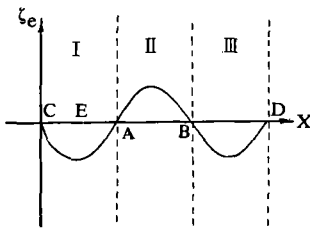


图 3.2.2

(I 区: 正压流场槽阻滞区(脊推进区); II 区: 正压流场槽推进区(脊阻滞区); III 区: 正压流场槽阻滞区(脊推进区))

如果地形影响的移速和原来系统移动方向相一致时,将加速系统移动,我们称地形对移动有推进作用。如图 3.2.2 为地形对东移正压流场移速的影响图。A, B 之间的区域,为东移的正压流场槽的推进区。如果地形影响造成的移速和原来系统的方向不一致,它将造成移速减慢,则称地形对移速有阻滞作用。例如根据(3.2.2.),东移正压流场槽位于 C, A 和 B, D 之间时,地形对该系统的移动即有阻滞作用。凡是流场槽(或脊)的阻滞区,一定是流场脊(或槽)的推进区。

随着地形扰动振幅 a_m 的强度不一样,地形的阻滞作用也有不同的表现。假设由系统内部机制造成的正压流场的东移速度用 C'_2 表示。如果(3.2.2)式造成的地形影响的向西移速的绝对值大过 C'_2 , 这时系统所受的阻滞作用,不仅使移速减慢,而且将使它无法移出阻滞区。例如设想有一东移的正压流场槽,槽线移至图 3.2.2 的 E 点,这时 $\delta_2 - \delta_m = -\pi$, 如果

$$a_m/a_2 \geq C'_2 / \left(U - \frac{1}{2}\hat{U} \right) \quad (3.2.11)$$

这时正压流场槽将停滞在 E 点附近,无法移出。为要满足(3.2.11)式, a_m 必须有一定的强度。例如,对于大尺度的波长约为 6000 公里的长波扰动,一般 $C'_2 \sim 10$ 米/秒,在西风带 $\left(U - \frac{1}{2}\hat{U} \right) \sim 10$ 米/秒,故应有 $a_m/a_2 \geq 1$, 即要求地形相当涡度扰动的振幅应和

流场扰动涡度的振幅相当。我们考察西藏高原的情况,考虑纬度为 $30^\circ N$, 对于波长为 6000 公里的长波扰动,一般可得 $a_m/a_2 \geq 1$ 。也就是说,这种尺度的长波扰动,一般是不

能越过西藏高原的。但对于水平尺度较小的短波扰动，地形扰动的振幅 a_m 则较小， a_m/a_2 可比 1 小很多，这时高原西侧的短波槽可减速东移越过高原。

(3.2.11)和 (3.2.10) 实际上是有联系的。将 (3.2.10) 取倒数，这时能够造成“填塞—再生”过程的判据为

$$a_m/a_{20} > \frac{C_2}{2\left(U - \frac{1}{2}\hat{U}\right)} \quad (3.2.12)$$

如果取 $a_{20} \sim a_2$, $C_2 \sim C'_2$ 。则(3.2.12)右端的数值比 (3.2.11) 右端的数值要小，只为它的 $\frac{1}{2}$ 。因此，如果要考察地形影响随比值 a_m/a_2 增大而变化的情况，则随着 a_m/a_2 的增大，首先会使 (3.2.12) 的“大于”关系成立。(3.2.11) 仍成立“小于”关系。也即

$$C_2/\left(U - \frac{1}{2}\hat{U}\right) > a_m/a_2 > C_2/2\left(U - \frac{1}{2}\hat{U}\right) \quad (3.2.13)$$

这时扰动的振幅呈现“填塞—再生”的变化过程。但西风仍然隐含着自西向东移动的特点。随着 a_m/a_2 的继续增大，(3.2.11) 成立“大于”关系。自然(3.2.12)也成立“大于”关系。这时西风槽将滞留在背风坡不能越过地形脊，自然也不会出现“填塞—再生”的过程。从前面的分析可以看出，地形相当涡度和流场扰动涡度的振幅比 a_m/a_2 ，是决定地形对天气系统影响的一个重要参数。

图 3.2.2 是对东移长波槽而言的。但波长较长的超长波的正压流场扰动，一般是西退的。对于这种西退的超长波，地形对正压流场的移动的影响，正好和图 3.2.2 相反。这种影响如图 3.2.3 所示。

3) 地形对斜压流场(温度场)振幅变化的影响

地形对斜压流场振幅变化的影响由 (3.2.3) 式决定。我们考察 $\frac{1}{2} \frac{L_M^2}{L_0^2} U - \hat{U} > 0$ 时的情形，由于 $L_M/L_0 > 1$ ，一般在西风带常可成立。如果根据文献[4]把地形影响分为平流变化和调整变化来考察，它相当于平流变化和调整变化的共同作用。在山的背风坡造成一暖脊的增长。而向风坡则造成冷槽增长或暖脊减弱。根据 (3.2.3) 式，地形对温度脊变化的影响，如图 3.2.4 所示。它对正压流场槽影响的图 3.2.1 完全相似。它也可由于 a_m 强度的不同，而出现不同的情况。可以作与图 3.2.1 完全相似的讨论。

4) 地形对斜压流场(或温度场)移动的影响

根据(3.2.4)式，可作出地形对斜压流场或温度场扰动移动的影响图。如图 3.2.5 为地形对东移斜压流场(或温度场)移速的影响图。它和图 3.2.2. 中地形对正压流场移动的影响完全相似。通过地形脊时所造成的温度场的局地变化，在背风坡增温，向风坡减温，可使东移温度脊在图 3.2.5 的 A, B 之间增加向东的移速，或使东移的温度槽减少

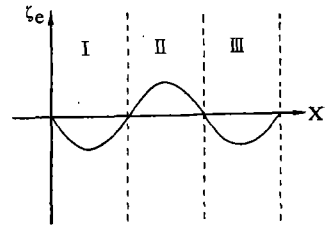


图 3.2.3

I 区：流场脊阻滞区(槽推进区)；
II 区：流场脊推进区(槽阻滞区)；
III 区：流场脊阻滞区(槽推进区)。

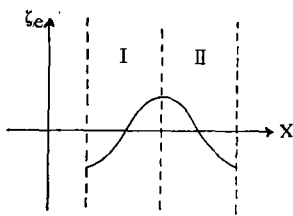


图 3.2.4

(I区: 温度脊减弱区(槽增强区);
II区: 温度脊增强区(槽减弱区))

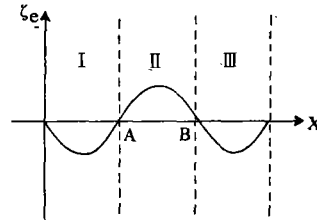


图 3.2.5

(I区: 温度脊阻滞区(槽推进区);
II区: 温度脊推进区(槽阻滞区);
III区: 温度脊阻滞区(槽推进区))

一个向东的移速。随着 a_m/\hat{a} 的不同。对温度场的移动也可有不同的特点。

从前面地形对温度场和流场影响的讨论,可以看出,当地形影响不是很大时,亦即 a_m/a_2 和 a_m/\hat{a} 不是太大时,如果一个冷性低压流场槽越过地形脊时,则首先流场槽减弱而温度槽增强,并且减弱的流场槽以较快的速度移动,而温度槽则移速减慢。越过地形脊后,流场槽增强而温度槽减弱。这是和经常观测到的冷性西风槽越过山脉的经验事实相一致的。

四、关于背风坡气旋的分裂和再生

在中亚和西伯利亚地区,在地面图上常发现有发展相当完好的气旋移至蒙古西部或西北部的山脉边缘地区,往往减弱填塞。但在背风坡的一侧,在蒙古地区常有气旋新生和获得重新发展。在北美洛基山附近,也可发生与这一过程很相似的现象。显然,它是受地形影响造成的。但地形是通过怎样的过程造成这种影响的呢?我们现在来初步讨论这一问题。

对于对流层下层的扰动,有
$$\zeta_3 = \zeta_2 - \hat{\zeta} \quad (4.1)$$

因而有
$$\frac{\partial \zeta_3}{\partial t} = \frac{\partial \zeta_2}{\partial t} - \frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial t} \quad (4.2)$$

从图 3.2.1 和图 3.2.4 可以看出,在向风坡上,地形可使正压流场槽减弱而使温度槽振幅加强。如果我们考察一个在向风坡是温度槽和流场槽同相的扰动(即相当于锢囚气旋),这时在(4.2)式中, $\frac{\partial \zeta_2}{\partial t}$ 和 $\frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial t}$ 的变化本身符号是相反的。因此, $\frac{\partial \zeta_3}{\partial t}$ 应为 $\frac{\partial \zeta_2}{\partial t}$ 和 $\frac{\partial \hat{\zeta}}{\partial t}$ 的绝对值的和,应有较大的变率。设

$$\zeta_3 = a_3(t) e^{i(kx - \delta_3(t))} \cos \mu y \quad (4.3)$$

利用(2.2.13)和(2.2.14),并且只考虑地形对振幅变化的影响,有

$$\frac{da_3}{dt} = -K \left[\left(U - \frac{1}{2} \hat{U} \right) + \frac{1}{1+n^2} \left(\frac{1}{2} \frac{L_M^2}{L_0^2} U - \hat{U} \right) \right] a_m \sin(\delta_3 - \delta_m) \quad (4.4)$$

类似于(3.2.9),积分(4.4)式,可得

$$a_{30} - \frac{2}{C_3} \left[\left(U - \frac{1}{2} \hat{U} \right) + \frac{1}{1+n^2} \left(\frac{1}{2} \frac{L_M^2}{L_0^2} U - \hat{U} \right) \right] a_m = \Delta \quad (4.5)$$

或者类似(3.2.13), 有

$$a_m/a_{30} > C_3 / \left[2 \left(U - \frac{1}{2} \hat{U} \right) + \frac{2}{1+n^2} \left(\frac{1}{2} \frac{L_M^2}{L_0^2} U - \hat{U} \right) \right] \quad (4.6)$$

当 $\Delta < 0$, 或(4.6)式成立时, 对流层下部气旋式扰动越过地形脊, 将出现“填塞—再生”的变化过程。在一般的西风带中, $U - \frac{1}{2} \hat{U} > 0$ 和 $\frac{1}{2} \frac{L_M^2}{L_0^2} U - \hat{U} > 0$, 并且, 对于向风坡的流场、温度场同相的扰动, 由(4.1), 有 $a_{30} = a_{20} - \hat{a}$ 。显然, a_{30} 要小于 a_{20} 。因此,

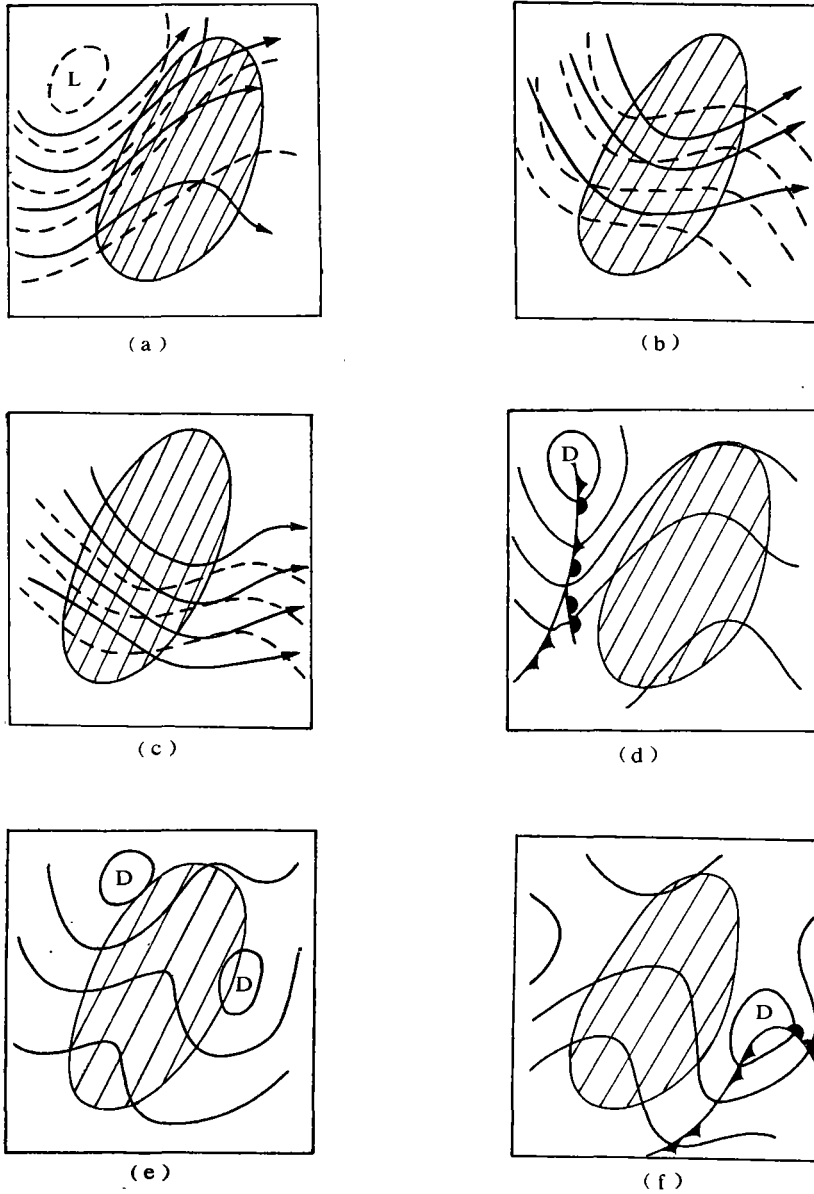


图 4.1

(a—c 为 700 mb 流场和温度场(温度场由虚线表示); d—f 为与 a—c 相对应的地面图。)

成立(4.6)式要远比成立(3.2.13)容易得多,亦即,在地形影响下,对流层下层的气旋式扰动要比高空流场槽更容易出现“填塞—再生”的过程。当出现这种“填塞—再生”的过程时,其地面图上的变化示意图如4.1(d—f)、图4.1(d)表示一东移的锢囚气旋移至山脉的向风坡。图4.1(e)表示向风坡气旋减弱填塞。在背风坡则形成一新的气旋中心。而在地形脊上则为反气旋性涡度。

当(4.6)式成立时,相应的正压流场槽的条件(3.2.13)以及相应的温度场的条件仍可不成立,这时对流层中层流场槽仍表现为“减弱—加强”的东移过程。在系统东移的过程中,如图3.2.2所示,正压流场槽越过山脊时是加速的。而由图3.2.5所示,温度槽越过山脊时是减速的。因此,对于如图4.1(a)温度场和正压流场近于重合的情形,当它们移过山脉时,正压流场槽将以较快的速度东进。如图4.1(b),这时变为温度槽落后于流场槽的结构。同时,考虑到地形脊对温度脊振幅变化的影响。如图3.2.4在山脉的背风坡上有利于造成暖脊发展。因而,在图4.1(b)上,背风坡有暖温度脊加强。随着系统的进一步东移,在背风坡(如图4.1(c)和4.1(f),出现了一个新生的斜压不稳定扰动。图4.1(a—f)表现了一东移的锢囚气旋,受地形影响,转化为新生的扰动的过程。

这背风坡上所表示的扰动,能否得到进一步发展,应由流体内部斜压不稳定条件决定。这时,除去南北温差的条件外,还决定于上下游条件的影响¹⁾。背风坡上气旋发展开始时可以没有锋面,但随着不稳定发展的加强。锋面能自动产生出来。

要能造成如图4.1(a—f)的背风坡上气旋的发展,对山脉的水平尺度和振幅 a_m 都有一定的要求。这时长波尺度的地形振幅 a_m 的大小应使高空流场槽和温度槽成立“减弱—加强”的变化过程,对于对流层下层的扰动则成立“分裂—再生”的变化过程。从天气分析经验来看,例如蒙古西部山脉,亚洲东部日本海沿岸,以及北美洛基山等,大致可满足这一条件。如果长波尺度扰动的振幅 a_m 太大,例如,我国西藏高原,往往只能使长波扰动停滞在高原西侧不能造成背风坡气旋的发展。

五、地形对超长波脊的影响

在3.1节中已经说明,在超长波中,正压流场扰动一般是西退的,而切变流场和温度场扰动一般是东进的。如果在某一时刻,有一温度脊落后于流场脊的超长波存在,这时,可使温度脊和流场脊同时加强;另一方面,由于它们移速不一样,因而,这种发展过程只能在一定的时段内存在。一旦温度脊赶上流场脊,这种流场温度场同时发展而相互激发的过程就停止。可以设想,如果温度脊落后于流场脊的超长波扰动,由于受地形的影响而发生在东移温度脊的阻滞区和西退流场脊的阻滞区。显然,在这一地区,可使温度脊落后于流场脊的形势保持较长的时间。因而能造成超长波脊较长时间的发展。根据图3.2.3和图3.2.5,我们可以求得同时能阻滞东移温度脊和西移流场脊的区域。这个区域和地形的关系,如图5.1的阴影区所示。我们可以预计,在该阴影区域,超长

1) 所谓上、下游条件是指,当某一系统A下游的一个波长范围内,如果有一个新的扰动B发展,则A系统发展缓慢。只有当下游系统受到衰减或者移出一个波长以外,A系统才能充分发展。所谓上、下游条件是指,要使系统A发展,则在它上游的一个波长范围内,不能有新的扰动发展。如果系统A的发展和它上游的不稳定发展向下游传播不相配合,下游扰动A往往不能得到发展。

波脊应比其它地区有较强的发展。在实际大气中,有较大发展的超长波脊,往往是和阻塞脊或阻塞高压相联系的。因此,可以推测,出现在上述阴影区的阻塞形势应有较多的机会。图 5.2 上的直方图为 Katayama 等^[15]根据 415 个样本统计的阻塞形势随经度分布的频率图。在图 5.2 上,我们还给出了 35° — 55° N 地形高度平均值随经度的分布。为了更好地和图 5.1 相比较,我们还将 35° — 55° N 的地形高度的平均值展成富氏分量。图 5.2 给出了波数为 2 的地形高度的振幅和位相的分布。从图中可以看出,阻塞形势

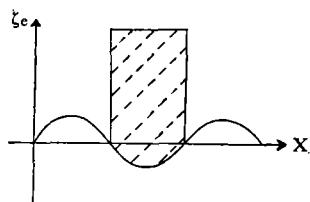


图 5.1
(阴影区表示西退正压流场脊和东移温度脊的阻滞区。)

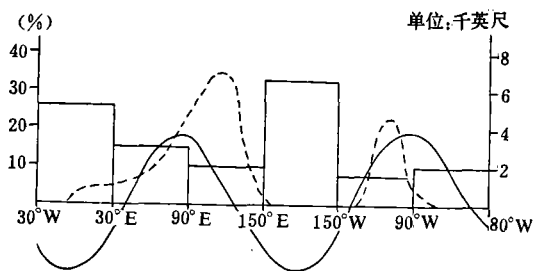


图 5.2
(---表示 35° — 55° N 地形高度的平均值; ——表示 35° — 55° N 地形高度波数为 2 的富氏分量; 方框图表示阻塞形势出现的频率分布。)

出现的频率最大的区域,正好出现在如图 5.1 所示的阴影区。无论从实际地形高度的分布,还是从波数为 2 的地形高度分布来看,都可清楚地证实,理论的推测和实际观测有非常好的一致性。菊地幸雄^[14,15]曾经作了阻塞形势的数值试验研究,模式中包含了辐射,洋面加热等因子。试验中比较了只有海陆分布和同时有海陆分布与地形的试验结果,发现,只有有地形的计算模式才能较好地模拟出阻塞的特征。这也说明,对阻塞形势的生成来说,地形可能比海陆分布有更大的作用。朱抱真^[3]也指出过,地形和海陆分布对阻塞系统的影响。本文物理过程的分析揭示了为什么地形能对阻塞形势的形成起作用,以及它是通过怎样的过程起作用的。由此可进一步说明,为什么阻塞形势常出现在某些地理区域,例如,图 5.2 可清楚地说明,超长波的阻塞脊为什么常常首先从两大洋开始发展。和它正好位在两个超长波尺度的地形脊之间可能有很大的关系。

在引言中曾提到超长波是“自由波”还是“强迫波”的问题。从前面关于地形对超长波发展的影响的讨论来看,超长波脊发展的能源仍是斜压不稳定性。但地形影响却又是必不可少的条件。在两个超长波尺度的地形脊之间的阻塞脊的发展,并不是单纯由地形强迫形成的。它只是当该地区已经出现斜压不稳定的条件时(如温度脊落后于流场脊),地形影响可使斜压不稳定发展顺利实现。这种关于超长波发展的物理过程的认识,和超长波的能量观测事实和数值试验的结果相一致。

由于阻塞脊是通过斜压不稳定过程发展的,和文献[12]中讨论的一样,它是在正压向斜压转化和斜压向正压转化的互相作用下发展的。这种相互激发的作用,不仅能造成自身发展,而且还可向下游传播。因此,超长波阻塞脊的发展,可引起下游相应的槽脊发展。这时往往造成整个北半球大环流形势的调整。

六、结 语

本文主要内容可大致归结如下:

1. 图 3.2.1—3.2.5 表示了地形对长波和超长波移动和振幅变化影响的一般规律。这些规律对了解地形对天气系统影响有十分重要的意义。如果以地形脊对东移西风槽的影响做例子, 则对振幅的影响有, 当 a_m/a_{20} 较小时, 则出现在向风坡减弱, 在背风坡又重新加强的“减弱—加强”的现象。当 a_m/a_2 较大时, 可出现流场槽在向风坡堵塞, 背风坡重新产生的“堵塞—再生”的过程。地形脊对移动的影响也有两种情形, 当 a_m/a_2 较小则西风槽在向风坡移速减慢。越过地形脊后, 移速加快。当 a_m/a_2 较大时, 则西风槽停滞在背风坡, 无法越过地形脊。

2. 从地形影响初步阐明了背风坡气旋发展的物理过程。当一个锢囚气旋移向地形脊时, 如该地形脊具有适当的水平尺度和振幅, 则地面系统可引起“分裂—再生”的过程。但它的正压流场槽和温度槽仍可以移动的形式越过地形脊。在它们移过地形脊的过程中, 地形影响使流场槽加速, 温度槽减速。因此, 可转化为温度槽落后于流场槽的扰动, 使背风坡产生的气旋具有不稳定的结构。这背风坡气旋能否进一步发展应由流体内部斜压不稳定规律决定。

3. 根据地形对超长波脊移动的影响, 再结合对妨碍超长波不稳定发展的内部规律的认识, 可以推测在两个地形超长波脊之间的地区, 最有利于超长波脊的发展。阻塞形势出现频数的地理分布的统计事实, 和理论推测有着十分好的一致性。超长波发展的能源, 仍为斜压不稳定。地形的影响主要为保持温度脊落后于流场脊创造了有利的条件。

本文结果只是一些初步的物理讨论, 更进一步的实例计算和分析将在今后给出。

参 考 文 献

- [1] Charney, J. G. and A. Eliassen, a numerical method for predicating the perturbations of the middle latitude westerlies. *Tellus* 1(1949), 38—54.
- [2] 叶笃正、朱抱真, 大气环流若干基本问题, 科学出版社, 1958.
- [3] 朱抱真, 大地形和热源的动力控制和超长波活动关系的初步研究, *气象学报*, 34(1964), 285—298.
- [4] 陈秋士, 中纬度地形影响大尺度运动的简化方程及其物理过程的初步分析, *气象学报*, 37(1979), №4
- [5] Wiin-Nielsen, A., J. A. Brown, and Drake, On atmospheric energy conversions between the zonal flow and the eddies, *Tellus*, 15(1963), 261—279.
- [6] Charney, J. G. The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current, *J. Met.*, 4(1947), 125—162.
- [7] Eady, E. T., Long wave and cyclone wave, *Tellus* 1(1949), 33—52.
- [8] Fjørtoft, R., Stability properties of large-scale atmospheric disturbances, *Compendium Meteor. Boston, Am. Met. Soc.* 454—463, 1951.
- [9] Smagorinsky, and Manabe et al, Numerical results from a nine-level general circulation model of the atmosphere, *Mon. Wea. Rev.*, 93(1965), 727—768.
- [10] Wiin-Nielsen, A. and J. A. Brown, On Diagnostic calculations of Atmospheric heat sources and Sinks and the Generation of Available potential energy, *Proceedings of international Sym. on N.W.P. Tokyo* 593—613, 1960.
- [11] Brown, J. A., A diagnostic study of tropospheric diabatic heating and generation of available potential energy, *Telus*, 16(1964), 364—371.
- [12] 陈秋士, 中纬度大尺度系统发生发展的物理过程, *数值预报与统计预报文集*, 76—109, 科学出版社, 1974.
- [13] 陈秋士, 地球自转参数随纬度变化影响超长波不稳定性的物理过程, *北京大学学报*, №2(1978), 20—33.
- [14] Kikuchi, Y., Numerical simulation of the blocking process, *J. Met. Soc. Japan*, 47(1969),

29—54.

[15] 菊地幸雄, 数值シミュレーションによるブロッキング, 天気, 24(1977), 721—730.

THE MOUNTAIN EFFECTS ON THE BAROCLINIC INSTABILITY OF THE LONG AND ULTRA- LONG WAVES IN THE ATMOSPHERE

Chen Qiu-Shi (Chen Chiu-Shih)

(Department of geophysics, Peking University)

Abstract

The general rules about the mountain effects on the movement and development of the long and ultra-long waves are shown in Fig. 3.2.1—3.2.5. When a westerly cold trough moves eastward over a mountain, if, a_m/a_2 , the amplitude ratio of the topographic equivalent vorticity to its wind field vorticity, is relatively small, its amplitude damps in wind field and amplifies in temperature, and its wave speed in wind field is faster than that in temperature field. As it has crossed the ridge of the mountain, its wind and temperature change inversely.

The physical process of the cyclo-genesis in the lee side is discussed in some details. In the situation without the mountain, the mean wind field of the ultra-long waves generally westward, but the shear wind and temperature field moves generally eastward. It is the reason why the ultra-long wave is not so baroclinic unstable as the long wave. It is deduced theoretically that the ridges of the ultra-long waves are favorable to amplify between two topographic ridges with same scale, and this deduction is well consistent with the geographic distribution of the observed frequency of the blocking ridges, which is shown in Fig. 5.2.