

地形强迫在高纬地区 30~60 天 低频振荡中的作用

严邦良

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100080)

摘 要 利用 30~60 天带通滤波器对高纬地区 500 hPa 1~2 波的振幅及位相角进行滤波。发现 30~60 天低频振荡沿纬圈方向的传播是围绕一个平衡位置的振荡, 其振荡范围在 100° 之内, 而在不同振荡周期之间表现出不同的特点。它们分别是: (1) 振荡型, 即波向西或向东传播速度大致相等; (2) 向西传播较慢而向东传播较快型; (3) 向东传播较快而向西传播较慢型。还利用以地形为强迫的二层斜压模式对产生低频振荡机理进行了分析和数值研究, 结果表明, 在一定的选定参数之下, 地形强迫可使模式大气产生 30~60 天的低频振荡, 且具有 3 种振荡类型, 其图像与观测结果的图像有较好的一致性, 产生这种振荡的机制是地形强迫波在某些位相是发展的, 而在另一些位相则是衰减的。而波的传播速度与振幅的大小有关。当波振幅较小时, 地形强迫作用会迫使波的位相回到被激发时的位相, 从而形成周期振荡。

关键词 低频振荡 地形强迫

1 引言

观测表明, 北半球冬季高纬地区存在着 30~60 d 的低频振荡现象^[1]。大气环流模式的计算也发现存在着这种低频振荡现象^[2,3]。造成这种低频振荡物理机制的研究也已有不少。杨大升^[4]的研究得到正压不穩定大气中最不穩定模位于 30~60 d 周期的范围内, 李崇银^[5]的研究提出地形强迫 Rossby 波的不穩定可能是产生中高纬低频振荡的原因。从观测中, 我们可以发现, 30~60 d 低频振荡的特点是在某一振荡周期中, 大气要素在某些时间段是增长的, 而在另一时间段是衰减的。本研究将从观测出发, 利用斜压模式来研究地形强迫在 30~60 d 低频振荡形成中的作用。

2 观测研究

利用北半球冬季 500 hPa 位势高度场的波谱资料(1974 年 10 月~1975 年 3 月)^[6], 并用 30~60 d 带通滤波器对所给资料滤波。滤波分别对单波的振幅及位相角进行。图 1 是 50°N , 1 波位相角(图 1a)、振幅(图 1b)随时间演变图。图 2 是 70°N , 2 波位相角(图 2a)及振幅(图 2b)随时间演变图。从位相角随时间演变图中可以看到, 波在位相上传播表现出波围绕一个平衡位置振荡的特征。为了描写波在一个周期里

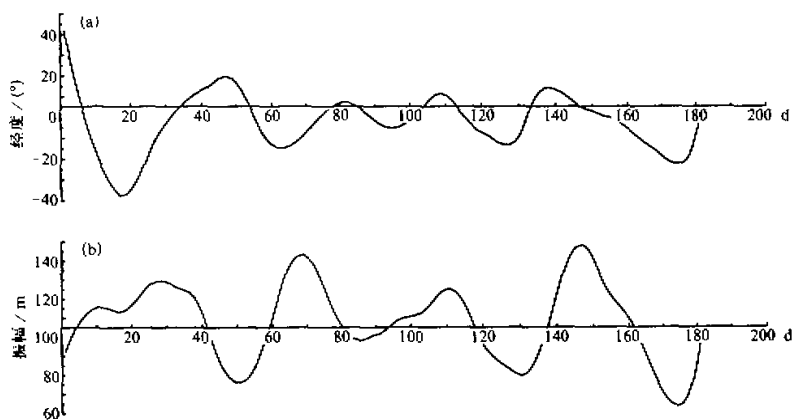


图 1 50°N, 1 波位相角 (a) 及振幅 (b) 随时间演变图

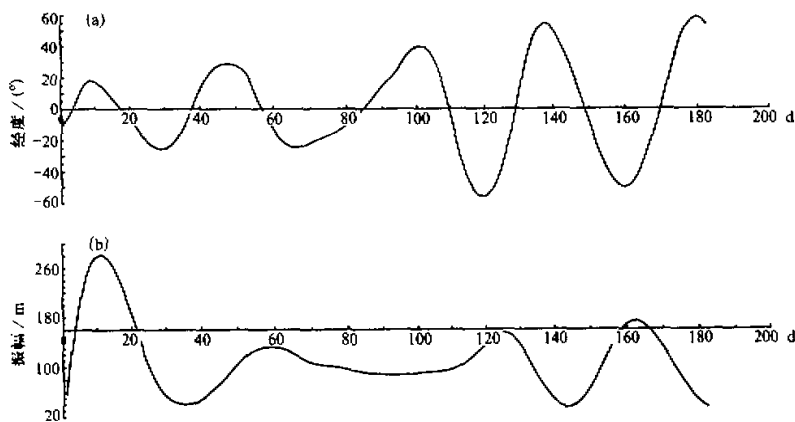


图 2 除了 70°N, 2 波, 说明同图 1

向东、向西传播的快慢特点, 我们定义: (1) 如果位相角的脊 (槽) 线是和 x 轴垂直的, 则称这种传播为对称振荡型, 在这种振荡型中, 波的东传和西传具有大致相等的速度; (2) 如果位相角的脊 (槽) 线向西倾斜, 则称这种传播为向东传播快而向西传播慢型, 即东快-西慢型; (3) 如果位相角的脊 (槽) 线向东倾斜, 则称这种传播为向东传播慢而向西传播快, 即东慢-西快型。从图 1 可以看到, 位相角低频振荡的第一个周期的槽线向东倾斜, 说明它的传播属于东慢-西快型, 而最后一个振荡周期则属于西慢-东快型, 因为它的槽线向西倾斜。从图 2 可以看到, 它的第三个振荡周期属于东慢-西快型。而最后两个振荡周期属于振荡型。从图 1a、2a 可以看出, 位相角的振荡范围在 100° 之内, 说明低频振荡的发生和发展具有局地性质。这种特性可能是由于受固定强

迫源(例如地形)强迫的结果。下面我们将利用两层斜压模式来解释低频振荡沿纬圈方向的传播规律及产生机制。由于 2 波低频振荡的图像与 1 波低频振荡的图像相似, 所以下面的所有讨论都对 1 波进行。

3 模式

3.1 理论模式

模式方程如下:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{\partial \varphi'}{\partial p} + v' \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right) + \sigma w' = -\gamma \frac{\partial \varphi}{\partial p}, \quad (1)$$

$$fv' = \frac{\partial \varphi'}{\partial x}, \quad (2)$$

$$fu' = -\frac{\partial \varphi'}{\partial y}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial p} = 0. \quad (4)$$

利用地转关系

$$\bar{u} = -\frac{1}{f} \frac{\partial \varphi}{\partial y},$$

并经过散度运算, (1)~(4) 式可被简化成如下形式:

$$\beta \frac{\partial \varphi'}{\partial x} - f^2 \frac{\partial w'}{\partial p} = 0, \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{\partial \varphi'}{\partial p} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \frac{\partial \varphi'}{\partial x} + \sigma w' = -\gamma \frac{\partial \varphi'}{\partial p}, \quad (6)$$

其中, γ 为摩擦系数, $\beta = \partial f / \partial y$, 其他符号同常用符号。其边界条件为当 $p=0$ 时, $w'=0$; 当 $p=p_0$ 时, $w'_0 = -p_0 \bar{u}_0 (\partial H / \partial x)$, 其中 p_0 为地面气压, H 为地形函数, $\bar{u}_0$ 为地面纬向风速。利用无量纲参数, 可以把 (5)、(6) 式无量纲化, 而使方程组具有更简单的形式。令

$$\bar{u}^* = \frac{\bar{u}}{2\Omega a}, \quad w^* = \frac{w'}{2\Omega p_0}, \quad \varphi^* = \frac{\varphi'}{(2\Omega a)^2},$$

$$t^* = 2\Omega t, \quad p^* = \frac{p}{p_0}, \quad X^* = \frac{X}{a},$$

其中, $p_0 = 1000 \text{ hPa}$, a 为地球半径, 所得无量纲方程及边界条件如下:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \frac{\partial w}{\partial p} = 0, \quad (7)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{\partial \varphi}{\partial p} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + N^2 w = -\gamma \frac{\partial \varphi}{\partial p}, \quad (8)$$

无量纲边界条件为 $p=0$, $w=0$; $p=1$, $w_0 = \bar{u}_0 (\partial H / \partial x)$, N^2 为无量纲静力稳定度,

θ 为纬度, 在本文中取 $51^\circ < \theta^* < 52^\circ$, 从而使 $\sin^2 \theta^* / \cos \theta^* = 1$ 。

3.2 差分方程

利用两层模式的差分格式^[8], 可以得到如下差分方程:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_2 \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\varphi_1 - \varphi_3}{2\Delta p} - \frac{u_1 - u_2}{2\Delta p} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)_2 + \sigma w_2 = -\gamma \frac{\varphi_1 - \varphi_3}{2\Delta p}, \quad (9)$$

其中 Δp 为垂直格距。

在 (9) 式中, 令 $\varphi = \varphi_3 - \varphi_1$, 代入边界条件, 并令宗量 $F(x, t) = F(t)e^{ikx - i\omega(t)}$, $F(t)$ 为振幅, $\delta(t)$ 为位相角。经简化, 有如下关于波振幅及波位相角随时间变化的方程:

$$\frac{\partial \varphi(t)}{\partial t} = -\eta \bar{u}_0 \bar{H} k \sin[\delta(t) - \delta_m] - \gamma \varphi(t), \quad (10)$$

$$\frac{\partial \delta(t)}{\partial t} = \alpha k - \frac{\eta \bar{u}_0 \bar{H} k}{\varphi(t)} \cos[\delta(t) - \delta_m]. \quad (11)$$

式中, k 为波数, δ_m 为地形位相角, $\bar{H}$ 为无量纲地形函数的振幅, $\eta = \bar{u}_3 - \bar{u}_1 + (N^2/4)$, $\alpha = \bar{u}_2 - (N^2/8)$, u_i 为各层上的平均纬向风速。

4 地形强迫低频振荡的激发及传播

从 (10)、(11) 两式可以看出, 波被激发的位相应是 $\varphi(t)$ 增长最快的位相。在这个位相上, 波振幅会迅速增长至一定的值, 从而抑制了波的快速运动。

显然, 若 $\eta > 0$, 行星波增长的位相是 $\pi < \delta(t) - \delta_m < 2\pi$, 增长最快的点是 $\delta(t) - \delta_m = 3\pi/2$; 若 $\eta < 0$, 则行星波增长的位相是 $0 < \delta(t) - \delta_m < \pi$, 增长最快的点是 $\delta(t) - \delta_m = \pi/2$; 若 $\eta = 0$, $\gamma = 0$, 则波将以定常振幅和定常速度传播。

从 (10) 式可看到, $\varphi(t)$ 有可能在 $\delta(t) - \delta_m = 0$ 和 π 处达到极值, 要确定它在哪一点上达到, 还需研究

$$\frac{\partial^2 \varphi(t)}{\partial t^2} = -\eta \bar{u}_0 \bar{H} k \cos[\delta(t) - \delta_m] \left\{ \alpha k - \frac{\eta \bar{u}_0 \bar{H} k}{\varphi(t)} \cos[\delta(t) - \delta_m] \right\} \quad (12)$$

的取值情况。

当 $\delta(t) - \delta_m = 0$ 时,

$$\frac{\partial^2 \varphi(t)}{\partial t^2} = -\eta \bar{u}_0 \bar{H} k \left[\alpha k - \frac{\eta \bar{u}_0 \bar{H} k}{\varphi(t)} \right]. \quad (13)$$

当 $\delta(t) - \delta_m = \pi$,

$$\frac{\partial^2 \varphi(t)}{\partial t^2} = \eta \bar{u}_0 \bar{H} k \left[\alpha k + \frac{\eta \bar{u}_0 \bar{H} k}{\varphi(t)} \right]. \quad (14)$$

下面的讨论只对 $\eta > 0$ 的情况进行。

(1) $\alpha > 0$, $\eta > 0$

在 $\delta(t) - \delta_m = 0$ 附近, 会有 $xk > \eta \bar{u}_0 \bar{H} k / \varphi(t)$, 所以 $\varphi(t)$ 在 $\delta(t) - \delta_m = 0$ 处达到极大值, 而在 $\delta(t) - \delta_m = \pi$ 处达到极小值。这样, 行星波的传播过程在被激发的阶段, 波的位相角会调整到 $3\pi/2$ 的右边, 然后向东传播, 在 $3\pi/2 < \delta(t) - \delta_m < 2\pi$ 中, 波振幅不断增长, 并不断向东加速传播。这种加速主要是来自地形强迫的影响, 从 (11) 式可以看出, 地形强迫总是迫使波向西传播。当 $\varphi(t)$ 增长时, (11) 式中第二项的绝对值减小。当波的位相处于 $0 < \delta(t) - \delta_m < \pi/2$ 时, 波处于衰减位相; 当 $\varphi(t)$ 衰减到一定小值时, (11) 式中第二项的绝对值会变得很大, 这样会使波迅速西退, 重新回到 $3\pi/2 < \delta(t) - \delta_m < 2\pi$ 的区间内, 即波被激发处, 开始另一个周期的振荡。为了更清楚地了解模式中地形强迫波的激发及传播的特点, 对 (10) 式、(11) 式进行数值积分。取参数值如下: $\bar{u}_1 = 8/930$; $\bar{u}_2 = 10/930$; $\bar{u}_3 = 25/930$; $N^2 = 10^{-2}$; $\bar{u}_0 = 5/930$; $\delta(0) = 0$; $\bar{H} = 7 \times 10^{-3}$; $\delta_m = 0$; $\varphi(0) = 0.96 \times 10^{-5}$; $k = 1$; $\gamma = 0$ 。

图 3 是积分模式至 80 h 的结果, 图 3a、b 分别代表波位相角及波振幅随时间变化。从图中可以看出, 在这段时间里, 波振幅呈线性增长。位相角从 0 迅速减至 -1.2 rad 左右。大约在 2 d 左右的时间里波就完成了在初始阶段的调整过程。

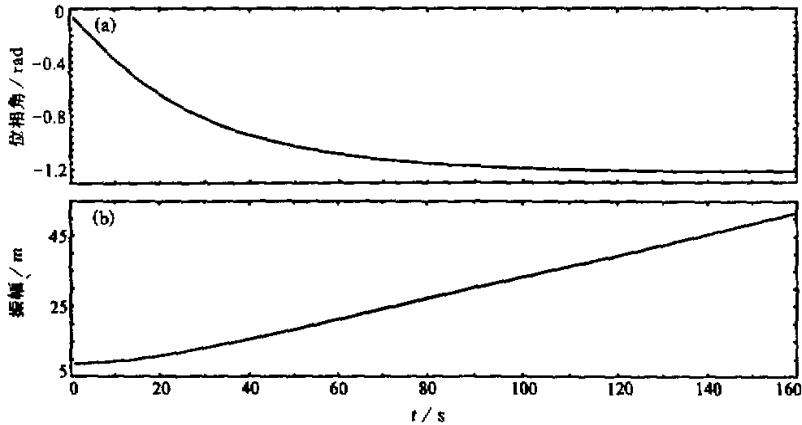


图 3 模式积分至 80 h 时, 振幅及位相角随时间的变化

(a) 位相角, (b) 振幅

图 4 是对模式积分至 300 d 时振幅及位相角随时间变化图。从图中可以看出, 振幅及位相角随时间的演变都有周期性, 其周期是 50 d 左右。从图 4a 可以看到, 波在 -1.2 rad 处被激发, 然后向东传播。在 50~55 d 中, 波的位相角迅速西移。对照图 4b, 可以看出, 这时波振幅很小。这种地形强迫低频振荡类似于观测中东慢-西快型波动。

(2) $\alpha < 0$, $\eta > 0$

当 $\delta(t) - \delta_m = 0$ 时, $\frac{\partial^2 \varphi(t)}{\partial t^2} = -\eta \bar{u}_0 k \bar{H} \left[xk - \frac{\eta \bar{u}_0 \bar{H} k}{\varphi(t)} \right] > 0$, 说明地形强迫波的振幅

在 $\delta(t) - \delta_m = 0$ 处达到极小值; 当 $\delta(t) - \delta_m = \pi$ 时, $\frac{\partial^2 \varphi(t)}{\partial t^2} = \eta \bar{u}_0 k \bar{H} \left[\alpha k + \frac{\eta \bar{u}_0 \bar{H} k}{\varphi(t)} \right] <$

0, 说明地形强迫波的振幅在 $\delta(t) - \delta_m = \pi$ 处取极大值。在初始时刻, 位相会迅速调整到 $3\pi/2$ 处, 然后向西传播。位相在 $0 < \delta(t) - \delta_m < \pi$ 中的某位置时, $\varphi(t)$ 将衰减到足够小, 使行星波迅速东进而回到被激发的位相。取参数 $N^2 = (10^{-2} + \bar{u}_2) \times 8$, 其余参数取法如 $\alpha > 0$ 时, 对 (10)、(11) 式积分至 300 d。图 5a、b 分别代表波位相角及振幅随时间变化图。从图 5 可以看到, 行星波的振幅及位相的振荡周期为 50 d 左右。这种向西传播的地形强迫波可以类比于观测中西慢-东快型。

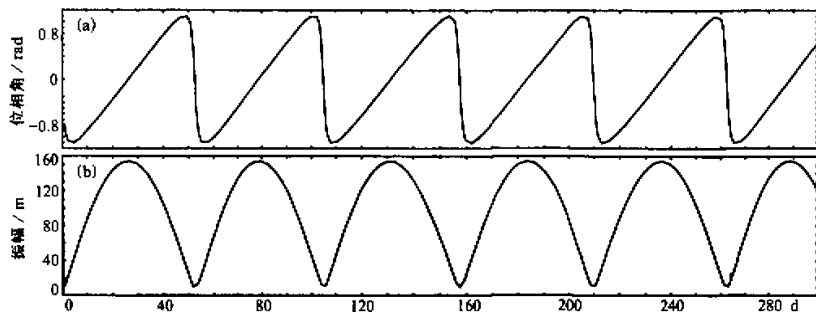


图 4 模式积分至 300 d 时, 振幅及位相随时间变化
(a) 位相角, (b) 振幅

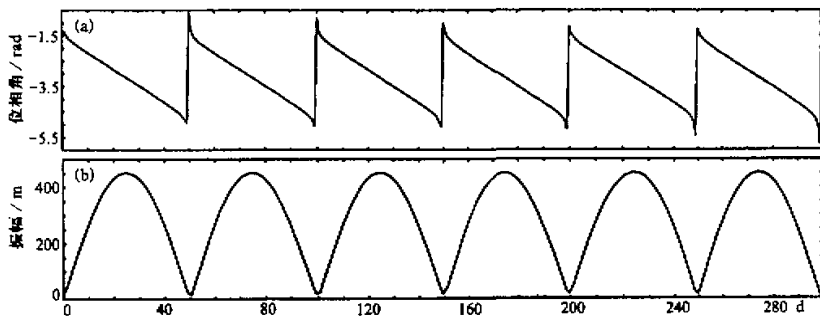


图 5 除了 $N^2 = (10^{-2} + \bar{u}_2) \times 8$, 说明同图 4

(3) $\alpha = 0$

若不计摩擦, (10)、(11) 两式可求解析解。将 (10) 式除以 (11) 式有

$$\frac{d\varphi(t)}{d\delta(t)} = \frac{\varphi(t)\sin[\delta(t) - \delta_m]}{\cos[\delta(t) - \delta_m]}, \quad (15)$$

积分 (15) 式有

$$\varphi(t) = \frac{c}{\cos[\delta(t) - \delta_m]}, \quad c \text{ 为常数}. \quad (16)$$

显然, 当 $\delta(t) - \delta_m = \pm \pi/2$ 处, 发生共振, 波振幅将趋于无穷。

5 初值的影响

从 (10)、(11) 两式看出, 如果不计摩擦, 波在不稳定位相获得能量, 而在衰减位相消耗能量, 且获得和消耗的能量平衡。因此, 系统无能量积累。从第 4 节的计算和分析中可看到, 波位相能回到被激发位相的主要机制是由于振幅在稳定位相衰减得足够小, 使波位相迅速东(西)移而造成的。在初始时刻, 如果振幅具有一定大小的值, 那么在波的传播过程中这个值将一直被保留。因此, 波振幅就不会在衰减位相中衰减到足够小而使位相向东(西)倒退到被激发的位相, 而是继续向东(西)传播。取 $\varphi(0) = 0.96 \times 10^{-3}$, 而其他参数取法 $\alpha > 0$ 时的情况。图 6 是积分模式至 300 d 时的结果, 从图 6 可以看出, 波振幅及位相角随时间的变化依然具有 55 d 左右周期, 所不同的是位相角的变化范围是 $0 \sim 2\pi$ 。这和实际情况不一致。如果取初值 $\varphi(0) = 0.96 \times 10^{-4}$, 其他参数取法如 $\alpha > 0$ 。图 7 是积分模式至 300 d 时的结果。从图 7 中, 我们可以看到, 振幅及位相随时间的演变具有 55 d 左右的周期, 位相角的变化范围大约是 0.4 rad, 约为 23° 。很明显, 波是在围绕着 0° 附近作振荡传播, 这种波的传播结构很象观测中的振荡型波传播的图像。可惜的是波振幅在振荡中的变化太小, 只有 4 m 左右。

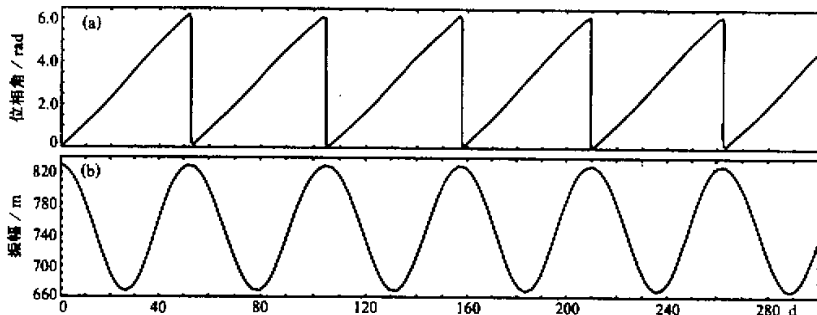


图 6 除了 $\varphi(0) = 0.96 \times 10^{-3}$, 说明同图 4

6 地形强迫及背景场的影响

从 (10)、(11) 两式可以看到, 波振荡的周期会随着强迫场、背景场的不同而发生变化。

6.1 地形强迫强度的影响

令 $\bar{H} = 5, 3, 1, 0, 0.1, 0.01$, 其余参数取法同 $\alpha > 0$ 。对 (10)、(11) 两式进行数值积分。由于强迫强度的不同, 波振幅的大小不同(但是波的振荡周期变化不大)其周期在 52~55 d 之间变化(图略)。当取 $\bar{H} = 0$ 时, 波的低频振荡现象消失, 波以常振幅(初值)绕纬圈传播。

6.2 背景场的影响

背景场对波振荡周期的影响, 主要是通过纬向基本气流及静力稳定度来影响波的振

荡。下面分别讨论它们的影响。

(a) $\bar{u}_1$ 的影响 令 $\bar{u}_3 - \bar{u}_1 = 27/930, 37/930$, 其余参数取法同 $\alpha > 0$, 对 (10)、(11) 两式积分至 300 d。结果显示, 波振荡周期的变化不大 (图略)。

(b) $\bar{u}_2 = 15/930$, 其余参数取法同 $\alpha > 0$, 波振荡的周期是 32 d 左右 (图 8)。

(c) N^2 的影响 令 $N^2 = 0.02, 0.03, 0.04$, 其余参数取法同 $\alpha > 0$, 对 (10)、(11) 两式积分 300 d, 波的振荡周期分别是 60 d, 70 d, 90 d 左右 (图略)。

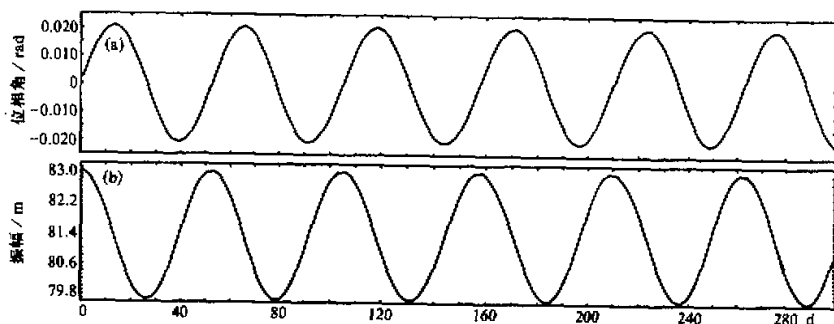


图 7 除了 $\varphi(0) = 0.96 \times 10^{-4}$, 说明同图 4

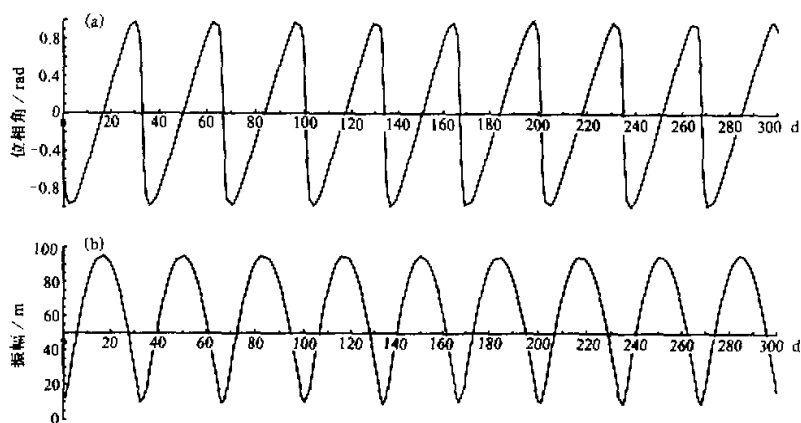


图 8 除了 $\bar{u}_2 = 15/930$, 说明同图 4

7 结论和讨论

在本文中, 首先分析了观测上的低频振荡现象, 得到单波位相 30~60 d 低频振荡具有局地性质。波的活动范围一般不超过 100° 。在一个振荡周期中, 波的传播具有 3 种类型, 即对称型、向西传播较慢而向东传播较快型和向东传播较快而向西传播较慢型。本文还运用一个简单的两层斜压模式来讨论产生低频振荡的原因。分析和数值计算表明, 低频振荡波极易被地形强迫激发和产生, 它被激发和产生的机理是地形强迫波在

某些位相是衰减的,而在另一些位相是增长的。波在增长位相被激发并获得能量,波振幅增长,而在衰减位相波失去能量,波振幅衰减。这种增长和衰减构成了一个振荡周期。由于波的传播速度跟振幅具有一定关系,使得波位相在变化过程中围绕一个平衡位置振荡。在选取某些符合实际参数的情况下,振荡周期落在 30~60 d 之间。

图 2 中的振幅在 50~110 d 这段时间里变化不大,而位相角在这段时间里变化较大。理论模式还不能很好地解释这种现象。这是需要继续研究的问题。

致谢: 在本研究的过程中与余斌博士进行了讨论,得到不少启示。

参 考 文 献

- 1 李崇银, 1991, 30~60 天大气振荡的全球特征, 大气科学, 15(2), 66~75.
- 2 李崇银, 1993, 大气低频振荡, 北京: 气象出版社.
- 3 黄荣辉、严邦良, 1993, 用线性化全球原始方程谱模式研究地形强迫行星波垂直传播特征, 大气科学, 17(3), 257~267.
- 4 杨大升、曹文忠, 1995, 中高纬度大气 30~60 天低频振荡的一种可能动力学机制, 大气科学, 19, 207~218.
- 5 李崇银, 1995, 气候动力学引论, 北京: 气象出版社, 139~142.
- 6 陈新强等, 1985, 北半球 500 毫巴波谱资料, 北京: 气象出版社.
- 7 叶笃正、王晓林, 1965, 超长波的不稳定与发展的一个初步研究, 气象学报, 35, 174~187.
- 8 杨大升、刘余滨、刘式适, 1983, 动力气象学, 北京: 气象出版社, 244~246.

Topographic Forcing Role in the 30~60 Day Oscillation in the High Latitudes

Yan Bangliang

(Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract The amplitude and phase of 1~2 waves at 500 hPa in the high latitude are filtered by using the 30~60 day band-pass filter. The results show that the propagating characteristic of 30~60 day oscillation is an oscillation around the balance place along latitude within 100 degree. There are different kinds of oscillating types among different oscillating periods, which contain (1) oscillating type, that is, the wave speeds are almost same westward or eastward, (2) larger eastward than westward, and (3) larger westward than eastward. The mechanism of 30~60 day oscillation is studied analytically and numerically by using a two-layer baroclinic model with topographic forcing. The results show that under certain parameters, the topographic forcing can excite three kinds of 30~60 day oscillation. The figures of these oscillations are consistent with ones of observation. The mechanism producing oscillation is that topographic forcing wave increases in same phases and reduces as the others. The wave speed is related to the amplitude itself. When the amplitude becomes enough small, the topographic forcing can force the wave phase to return to the excited phase and thus the periodic oscillation is formed.

Key words low frequency oscillation topographic forcing role