

夏季青藏高原与落基山脉对北半球 定常行星波形成的动力作用

黄荣辉

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文应用一个包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却与水平涡旋热力扩散准地转 34 层球坐标模式来研究夏季青藏高原与落基山脉地形强迫对于夏季北半球定常行星波形成的作用。

计算结果表明: 夏季北半球地形强迫所产生的定常行星波的振幅与位相分布与冬季的分布是很不一样的, 夏季地形强迫所产生的定常行星波主要集中在亚热带的对流层, 并且可以发现纬向波数 $k=1$ 与 $k=2$ 的振幅在高纬度存在着第二峰值。计算结果还表明了夏季青藏高原与落基山对于夏季定常行星波的形成起了重要作用。

一、引 言

作者已应用一个包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却与水平涡旋热力扩散定常准地转 34 层球坐标模式研究了冬季北半球地形与定常热源强迫所产生的定常行星波^[1-2]。并且指出了冬季格陵兰高原的地形对北半球定常行星波的形成是起了重要作用的^[3]。但夏季的情况是怎么样的呢? 虽然作者用 β 平面近似模式计算了夏季中纬度地形与定常热源强迫所产生的定常行星波^[4], 但在该文中因为没有考虑风速的经向切变, 其计算结果与实际相比是有些差别的。因此, 有必要利用球坐标模式来研究夏季地形与定常热源强迫对定常行星波形成的作用。

本研究用与文献[1]相同的模式, 即包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却与水平涡旋热力扩散的准地转 34 层球坐标模式来讨论夏季北半球地形与热源对夏季定常行星波形成的作用, 并且模拟了夏季北半球各等压面上的定常扰动系统。众所周知, 模拟夏季定常扰动系统的目的就是要搞清楚位于低纬度及亚热带的季风环流系统, 但由于本研究采用准地转模式, 所以只能讨论亚热带及中高纬度的定常高度场的情况。

由于篇幅限制, 本研究内容分两部分, 本文是第一部分, 我们应用了 34 层准地转模式来讨论北半球地形对夏季北半球定常行星波形成的作用, 并比较了青藏高原、落基山脉与格陵兰高原在形成定常行星波中所起的作用。在冬季我们主要讨论了格陵兰高原地形的作用, 而夏季高纬度地形的强迫作用看来比冬季小得多, 因此, 我们在本文中讨论青藏高原与落基山脉的作用。

1983年10月28日收到, 1984年1月23日收到修改稿。

二、模式与参数

1) 模式

本文所用的模式与研究冬季定常行星波的模式^[1]相同,即采用一个包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却和水平涡旋热力扩散的定常、准地转34层模式,模式方程如下:

$$\begin{aligned} \hat{Q}_{n+\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \frac{1}{2Q_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin^2 \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \right\}_{n-\frac{1}{2}} + \frac{1}{a} q_{n-\frac{1}{2}} \\ \times \frac{1}{2Q_0 \sin \varphi} \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \phi'_{n-\frac{1}{2}}}{\partial \lambda} = f \left(\frac{\partial \omega}{\partial p} \right)_{n-\frac{1}{2}} \\ - (R_f)_{n-\frac{1}{2}} \frac{1}{2Q_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \times \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right]_{n-\frac{1}{2}} \quad (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{Q}_n \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)_n - \left(\frac{\partial \hat{Q}}{\partial p} \right)_n \frac{\partial \phi'_n}{\partial \lambda} + \sigma_n \omega_n = - \left(\frac{RH}{c_p p} \right)_n - (\alpha_R)_n \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)_n + (K_T)_n \\ \times \frac{1}{a^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - \tan \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \right] \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)_n \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{Q}_{n+\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \frac{1}{2Q_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin^2 \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \right\}_{n+\frac{1}{2}} \\ + \frac{1}{a} q_{n+\frac{1}{2}} \times \frac{1}{2Q_0 \sin \varphi} \times \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \phi'_{n+\frac{1}{2}}}{\partial \lambda} = f \left(\frac{\partial \omega}{\partial p} \right)_{n+\frac{1}{2}} \\ - (R_f)_{n+\frac{1}{2}} \frac{1}{2Q_0 \sin \varphi} \times \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \times \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) \right. \\ \left. + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right]_{n+\frac{1}{2}} \quad (3) \end{aligned}$$

式中 $n = 1, 2, \dots, 34$, 在推导模式方程时, 涡度方程中的行星涡度输送项中 v' 引进了非地转风的贡献。上式中 ϕ' 是扰动位势, Q_0 是地球自转角速度, f 是科氏参数, ω 是垂直速度, α_R 是 Newton 冷却系数, R_f 是 Rayleigh 摩擦, K_T 是水平涡旋热力扩散系数, $\sigma = -\alpha \frac{\partial \ln \theta}{\partial p}$ 是静力稳定度参数 (α 是比容, θ 是位温), H 是单位时间与单位质量的非绝热加热, R 是气体常数 ($0.287 K_J \cdot K_g^{-1} \cdot deg^{-1}$), c_p 是定压比热 ($1.004 K_J \cdot K_g^{-1} \cdot deg^{-1}$), $\hat{Q}$ 是基本气流的角速度, 定义为

$$\hat{Q} = \frac{\bar{U}}{a \cos \varphi}$$

而 q 定义为

$$q = \left[2(\hat{Q}_0 + \hat{Q}) - \frac{\partial^2 \hat{Q}}{\partial \varphi^2} + 3 \tan \varphi \frac{\partial \hat{Q}}{\partial \varphi} \right] \cos \varphi$$

2) 边界条件

我们假设在模式顶的垂直速度为零, 以此作为上边界条件

$$\omega = 0 \quad \text{在 } p = p_t \text{ (或 } x = x_t \text{)}$$

对于下边界条件,我们假设地表面垂直速度是由气流爬越山脉及 Ekman 层粘性所产生的 Ekman 抽吸所引起,即

$$\omega_s = \mathbf{V}_s \cdot \nabla p_G - \frac{p_s \cdot F}{2f} \cdot \zeta'_s \quad \text{在 } p = p_s \text{ (或 } z = 0) \quad (5)$$

上式中 $\mathbf{V}_s$ 是在 $p = p_s$ 的水平风速矢量,为简单起见,取 $p_s = 1000 \text{ hpa}$, p_G 是地形高度(以 hpa 为单位), F 是摩擦系数,并取为常数 $4 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, ζ'_s 是地表面的扰动涡度。

3) 垂直与经向差分方案

在垂直方向取与冬季相同,从地面到模式顶 ($p = 8.459 \times 10^{-4} \text{ hpa}$) 分成 34 层,经向差分格距 5° 纬度,设模式方程(1)–(3)的解可表达成

$$\phi'(\lambda, \varphi, p) = \text{Re} \sum_{k=1}^{K'} \Phi_k(\varphi, p) e^{ik\lambda} \quad (6)$$

k 是纬向波数,并取 Φ_k 的侧边界条件为

$$\Phi_k(\varphi, p) = \begin{cases} 0 & \varphi = 0 \\ 0 & \varphi = \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (7)$$

4) 参数

a) 静力稳定度参数 σ_s 是根据美国 1966 年出版的标准大气 7 月份 45°N 的平均温度与密度计算而得到,并假设它不随纬度而改变。

b) 纬向平均风速的垂直分布我们是将 Murgatroyd 从观测资料得到的值^[5],适当平滑了它所包含的一些“小尺度”特征,从而得到如文献[6]的图 1 所示的夏季纬向平均风速的垂直分布。

c) Rayleigh 摩擦系数 R_f 、水平涡旋热力扩散系数 K_T 、Newton 冷却系数 α_R 均与文献[11]相同。

三、夏季北半球实际地形强迫所产生的定常行星波

我们已用了富氏级数对北半球实际地形进行了富氏分析。由富氏级数分析计算得到的北半球实际地形各波数的振幅与位相的经向分布已在文献[11]中给出了。从振幅看,高纬度地形高度的振幅约是中纬度地形高度的一半。

在冬季,由于平流层存在着极夜急流,使得地形强迫所产生的定常行星波可以往平流层传播。但是,在夏季,我们已在文献[6]中从理论上说明了由于夏季平流层是东风,并且对流层的纬向平均风速的分布也与冬季不一样,因此,其波的传播特性与冬季不同。为此,有必要计算夏季北半球地形强迫所产生的定常行星波的垂直分布及各等压面上的定常扰动系统的分布。

我们首先假设大气中没有热源,即 $H = 0$,把北半球实际地形的振幅与位相的经向分布输入模式,并利用 Lindzen and Kuo 所提出的方法来解模式方程^[7],这样就可以得到

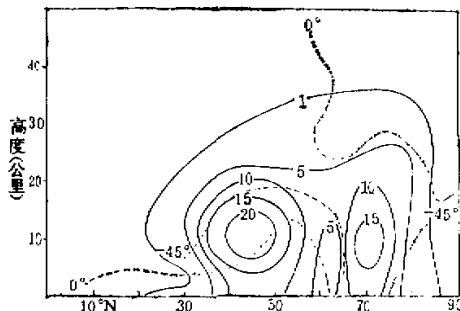


图 1 夏季北半球地形强迫所产生纬向波数 2 定常行星波的振幅(实线,单位:米)与位相(虚线)的垂直分布

夏季北半球地形强迫所产生的定常行星波的垂直分布与各等压面上定常扰动系统的分布。

图 1 是夏季北半球地形强迫所产生的纬向波数 2 定常行星波与位相的分布。

从图 1 可以看到,同样是地形,由于冬、夏纬向平均风速分布不一样,因此,夏季地形强迫所产生的定常行星波的分布与冬季的分布是很不一样的。冬季北半球地形强迫所产生的定常行星波可以向平流层传播,振幅最大值位于高纬度平流层;而夏季地形强迫所产生的定常行星波不能往平流层传播,它的最大值位于中纬度对流层,并且在高纬度地区有一个次大值。其次,还可以看到夏季北半球地形强迫所产生的定常行星波的振幅要比冬

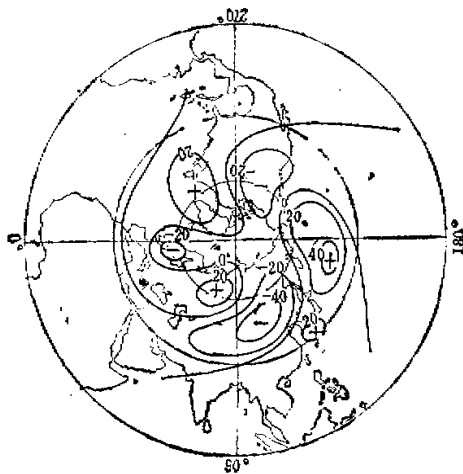


图 2 夏季北半球地形强迫所产生的 12 公里高度上定常扰动系统的分布(单位:米)

季的小得多。这是因为夏季由于近地面层风速比冬季小,由地形所引起的垂直运动 ω , 也小,并且由于夏季东西风的交界线位于亚热带地区,因此 ω 的经向波长也变短,这些使得夏季地形的强迫作用远比冬季小。第三,夏季地形强迫所产生的纬向波数 2 的定常行星波振幅要比波数 1 的定常行星波振幅大。

下面,我们将用 1—3 波合成来计算各等压面上定常扰动分布。图 2 表示夏季北半球地形强迫所产生的 12 公里高度上定常扰动系统的分布。我们可以看到夏季地形强迫所产生的定常扰动基本上集中在中高纬度地区,在亚洲、北美、西欧是负距平区域,而太平洋、大西洋与东欧是正距平区域。显然,图 2 所示的扰动系统很不同于夏季平均季风环流系统,这就是说,仅仅考虑地形的动力作用是不能形成夏季南亚季风环流系统的。

四、夏季西藏高原与落基山脉的动力作用

正如引言中所述,在冬季位于高纬度的地形,如格陵兰高原对冬季北半球定常行星波是起了重要作用,但夏季格陵兰高原的地形强迫作用是否还重要呢? 为此,我们作了以下两个数值试验:

1) 夏季青藏高原、落基山脉的地形强迫作用

我们假设在高纬度没有格陵兰高原,这种情况下地形强迫所产生的纬向波数 $k=1$ 定常行星波的振幅与位相的垂直分布表示在图 3。我们把图 3 与图 1 相比较就不难发现,虽然把高纬度地形去掉,但其强迫所产生的定常行星波的振幅与位相并没有什么改变,这是与冬季截然不同的。冬季当没有格陵兰高原时,其地形强迫所产生的定常行星波的振幅明显减小,并且位相也产生相应的变化。从图 3 我们也可以看到夏季地形强迫所产生的定常行星波可以从亚热带向高纬传播,因此,既使在高纬度没有山脉或高原的地形强迫,由于西藏高原与落基山脉强迫所产生的定常行星波可以向高纬度传播,使得高纬度地区照样存在着定常行星波振幅的第二峰值,这与理论上所分析的结果是一致的(参见文献[6])

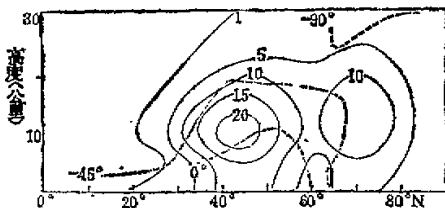


图 3 假设没有格陵兰高原时其地形强迫所产生的纬向波数 2 定常行星波的振幅(实线,单位: 米)与位相(虚线)的垂直分布

图 4 表示当没有格陵兰高原时,北半球地形强迫所产生的 12 公里高度上定常扰动系统的分布。把图 4 与图 2 相比较,两者扰动系统的分布基本上相同。因此,我们可以得出结论:夏季格陵兰高原的地形强迫作用是比较小的。

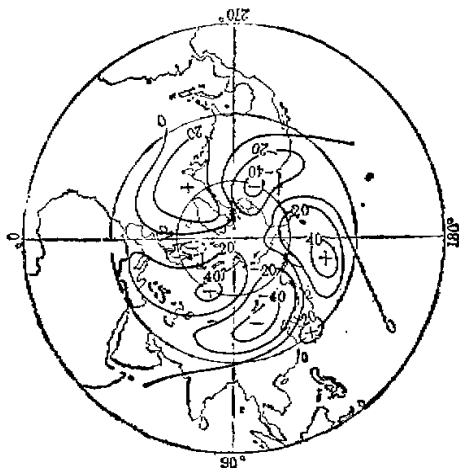


图 4 当假设没有格陵兰高原时,其地形强迫所产生的 12 公里高度上定常扰动系统的分布(单位: 米)

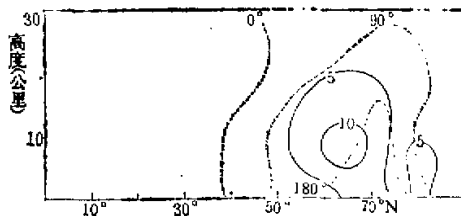


图 5 假设没有青藏高原与落基山脉时,其地形强迫所产生波数 2 定常行星波的振幅(实线,单位: 米)与位相(虚线)的垂直分布

2) 夏季格陵兰高原的地形强迫作用

在此试验中,我们假设在中纬度地区没有青藏高原与落基山脉,这种情况下地形强迫所产生的纬向波数 2 的定常行星波的振幅与位相的垂直分布表示在图 5。如果把图 5 与图 1 相比较,我们可以发现当没有青藏高原与落基山脉时,其强迫所产生的定常行星波只集中在高纬地区,而在中、低纬度地区波数 1 与波数 2 定常行星波的振幅基本上为零,并且位相也起了很大变化。这说明夏季高纬度定常行星波不能向中、低纬度地区传播。

图 6 表示当没有青藏高原与落基山脉时,其地形强迫所产生的 12 公里高度上定常扰动的分布。把图 6 与图 2 相比较,可以发现当没有青藏高原与落基山脉时,其地形强迫所产生的 12 公里高度上定常扰动系统的分布产生明显的改变,扰动系统的强度明显减弱,扰动系统主要集中在高纬度地区。负距平位于勘察加半岛与西欧,正距平位于北美与东欧,而在图 2 中所示的位于太平洋与大西洋的正距平系统消失了。

从上面两个数值试验,我们可以得出结论: 夏季青藏高原与落基山脉的地形强迫作

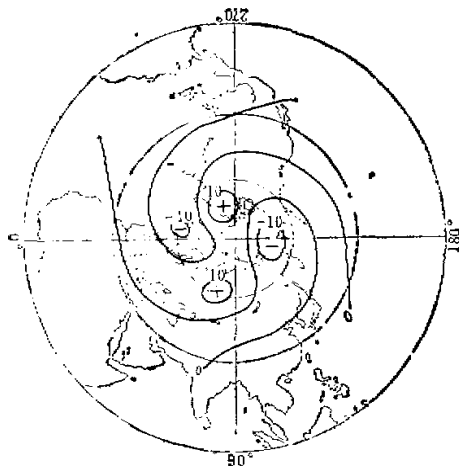


图6 当假设没有青藏高原与落基山脉时,其地形强迫所产生的
12公里上定常扰动系统的分布(单位:米)

用对北半球定常行星波的形成起了很大作用,而格陵兰高原的作用却相对小。从上述结论我们还可以推论,大气对外源强迫的响应,其基本气流是起很大作用的。

五、结论与讨论

本文应用一个包括 Rayleigh 摩擦、Newton 冷却及水平热力扩散 34 层准地转球坐标模式计算了夏季实际地形强迫所产生的定常行星波的经向及垂直分布,以及 12 公里高度上定常扰动系统的分布。计算结果表明,由于冬、夏北半球基本气流的不同,使得夏季北半球地形强迫所产生的定常行星波的分布与冬季的分布截然不同。计算结果还表明夏季青藏高原与落基山脉对北半球定常行星波的产生起了很重要的作用。

本文所讨论的,仅仅集中在夏季青藏高原与落基山脉对夏季定常行星波产生的动力作用。然而,近年来许多研究表明了夏季北半球最大热源位于青藏高原的东南部,它对于夏季北半球定常行星波的产生起了非常重要的作用,并且它对于产生与维持南亚季风环流也起了很重要的作用,因此,应该进一步研究青藏高原对北半球定常行星波及定常扰动系统维持的热力作用,这些结果将另文发表。此外,本文所用的是线性模式,没有考虑地形的绕流作用,这也是应该进一步研究的。

参 考 文 献

- [1] Huang Ronghui and K. Gambo, The response of a hemispheric multilevel model atmosphere to forcing by topography and stationary heat sources. Part I, *J. Meteor. Soc. Japan*, 60, p. 78—92, 1982.
- [2] ——— and ———, The response of a hemispheric multilevel model atmosphere to forcing by topography and stationary heat sources. Part II, *J. Meteor. Soc. Japan*, 60, p. 93—108, 1982.
- [3] 黄荣辉, 冬季格陵兰高原对北半球定常行星波形成的作用, *大气科学*, 第7卷第4期, 1983.
- [4] Huang Ronghui and K. Gambo, The response of a model atmosphere in middle latitudes to forcing by topography and stationary heat sources. *J. Meteor. Soc. Japan*, 59, p. 220—237, 1981.
- [5] Murgatroyd, R. J., The structure and dynamics of the stratosphere. *The Global Circulation of the atmosphere*, p. 155—195, 1969.
- [6] Huang Ronghui, The Characteristics of the forced stationary planetary wave propagations in summer northern hemisphere. *Adv. Atmos. Sci.*, 1, No. 1, 1984.
- [7] Lindzen, R. S. and H. L. Kuo, A reliable method for the numerical integration of a large class of ordinary and partial differential equations *Mon. Wea. Rev.*, 97, p. 732—734, 1969.

THE DYNAMIC EFFECT OF THE TIBETAN PLATEAU AND THE ROCKY MOUNTAINS ON THE FORMATION OF STATIONARY PLANETARY WAVES IN THE NORTHERN HEMISPHERE IN SUMMER

Huang Ronghui

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

The effect of the topographical forcing by the Tibetan Plateau and the Rocky Mountains on the formation of stationary planetary waves in the Northern Hemisphere in summer is discussed by means of a quasigeostrophic 34-level model with Rayleigh friction, Newtonian cooling and the horizontal eddy thermal diffusivity included in a spherical coordinate system.

The computed results show that the differences, of distributions of amplitude and phase of stationary planetary waves responding to forcing by the Northern Hemisphere topography, between summer and winter are considerable. The main stationary planetary waves responding to forcing by topography in summer are confined to the troposphere over the subtropics and a secondary peak of amplitude is also found in the upper troposphere at high latitudes for zonal wave numbers $k=1$ and $k=2$. The results also show that the topographical forcing by the Tibetan Plateau and the Rocky Mountains plays an important role in the formation of stationary planetary waves in summer.