

夏季青藏高原动力和热力的 强迫定常扰动

徐飞亚 纪立人

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文应用一个球面和 σ 坐标原始方程线性定常模式,模拟夏季青藏高原的动力和热力强迫作用下的定常扰动。计算得到的定常扰动,在对流层上层槽脊分布和实况基本相符,但南亚高压的位置稍偏东,中太平洋高空槽较弱。在对流层中层计算的扰动振幅较实况强,特别是西太平洋副高。对偏差的可能原因进行了讨论。文中比较了不同基本气流、热源垂直分布和热力耗散的影响,结果表明不同的热源垂直分布可以影响定常扰动的位相分布;还指出线性模式中,随高度增强的热力耗散机制对解释定常扰动的位相和结构可能是重要的。

一、引 言

青藏高原(以下简称高原)对大气环流的影响三十年来一直为气象工作者所重视。特别是在夏季,它作为对流层中部的一个巨大热源,更为人们所关注。研究较多的一个基本问题是它在大尺度平均槽脊形成中的作用。研究这个问题一般采用二种途径:一种是对包括地形动力、热力作用的数值模式进行长时间的数值积分,平均后求得准定常解,这种方法计算量大,要求有一定计算机条件;另一种是对定常形式的方程组直接求解。早在五十年代,Smagorinsky^[1]、朱抱真^[2]、巢纪平^[3]等,就使用这种方法讨论大地形和加热场的作用。他们使用的是准地转模式,讨论对象主要是中、高纬度的平均槽脊并着眼于对流层中、下层。近年来 Webster^[4]和 Egger^[5]等开始采用原始方程模式。这些工作多采用 p 坐标或 Z 坐标,较自然的作法是采用 σ 坐标,可以较好地描写夏季高原作为对流层中层热源的特点,以及高原同周围的热力差异。

本工作试图使用 σ 坐标下定常的二层原始方程模式,来研究高原对夏季平均槽脊形成的动力、热力贡献,重点讨论不同基本流场和不同加热场垂直分布的影响,同时讨论线性模式中热力耗散对扰动的位相和结构的影响。

二、模式及求解方法

计算取球面坐标,在垂直方向取 σ 坐标,则线性化的常定原始方程组可写为:

1983年3月10日收到,1984年4月12日收到修改稿。

$$\left\{ \begin{array}{l} L(u) - fv + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} = 0 \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} L(v) + fu + \frac{1}{a} \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} = 0 \end{array} \right. \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} L(T) - \kappa \bar{T} \left(\frac{\dot{\sigma}}{\sigma} \right) = \kappa \bar{T} L(\pi) + \frac{\dot{Q}}{C_p} \end{array} \right. \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} + \mathcal{D}(V) = -L(\pi) \end{array} \right. \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \varphi}{\partial \ln \sigma} = -RT \end{array} \right. \quad (5)$$

其中带“—”的量为纬圈平均值,其余为扰动量, $\kappa = R/C_p$, $\dot{\sigma} = \frac{d\sigma}{dt}$ 为 σ 坐标中的垂直速度, $\dot{Q}$ 为加热率, $\pi = \ln \bar{p}_*$, $\bar{p}_*$ 为某标准大气下的场面气压, $L(\cdot)$ 和 $\mathcal{D}(\cdot)$ 分别是平流和散度算符。在不考虑平均径向环流 ($\bar{v} = \bar{\sigma} = 0$ 时) 可写为:

$$L(A) = \frac{\bar{u}}{a \cos \theta} \frac{\partial A}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial A}{\partial \theta} + \dot{\sigma} \frac{\partial A}{\partial \sigma} \quad (6)$$

$$\mathcal{D}(V) = \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a} \frac{\partial v}{\partial \theta} - \frac{v}{a} \tan \theta + \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} \quad (7)$$

注意上述方程组中采取了类似文献[5]的方法,通过尺度分析,对气压梯度力项和连续方程作了简化,例如气压梯度力项简化为:

$$-\nabla \phi = RT \nabla \ln \bar{p}_* \approx -\nabla \varphi \quad (8)$$

其中 $\varphi = \phi_\sigma + \phi_0 - \phi_*$ 。此处 ϕ_σ 是 σ 面上的位势高度, ϕ_0 是 1000 毫巴面上的位势高度, ϕ_* 为地面上的位势高度。

将 $A(\theta, \lambda, \sigma)$ 在纬向展为傅氏级数,经向微商取差分近似,即

$$A(\theta, \lambda, \sigma) = \text{Re} \left[\sum_m A_m(\theta, \sigma) e^{-im\lambda} \right] \quad (9)$$

$$\frac{\partial A}{\partial \theta} = \frac{1}{2\Delta\theta} (A_{i+1} - A_{i-1}) \quad (10)$$

其中 $A_m(\theta, \sigma) = a_m + i\delta_m$, m 为纬向波数。

平流算符和散度算符相应的形式为:

$$\begin{aligned} L(A) &= \text{Re} \left[\sum_m (L_{mik}(A) + i\hat{L}_{mik}(A)) e^{-im\lambda} \right] \\ &= \text{Re} \left[\sum_m L_{mik}(A) e^{-im\lambda} \right] \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{D}(V) &= \text{Re} \left[\sum_m (D_{mik}(V) + i\hat{D}_{mik}(V)) e^{-im\lambda} \right] \\ &= \text{Re} \left[\sum_m D_{mik}(V) e^{-im\lambda} \right] \end{aligned} \quad (12)$$

由方程(2.1)–(2.5)和(2.9)–(2.12)有决定 u_{mik} 、 v_{mik} 、 T_{mik} 和 $\dot{\sigma}_{mik}$ 的代数方程组为:

$$\left\{ \begin{aligned} L_{mjk}(u) - f(v_{mik} + i\theta_{mik}) - \frac{im}{a \cos \theta_j} (\varphi_{mik} + i\hat{\varphi}_{mik}) &= 0 \end{aligned} \right. \quad (13)$$

$$L_{mjk}(v) + f(u_{mik} + i\hat{u}_{mik}) + \frac{1}{a \cdot 2 \Delta \theta} (\varphi_{m,j+1,k} - \varphi_{m,j-1,k}) = 0 \quad (14)$$

$$\left\{ \begin{aligned} L_{mjk}(T) - \kappa \bar{T}_{jk} \frac{1}{\sigma_k} (\dot{\sigma}_{mk} + i\hat{\sigma}_{mk}) &= \kappa \bar{T}_{jk} L_{mj}(\pi) + \frac{1}{C_p} (q_{mj} + i\hat{q}_{mj}) \end{aligned} \right. \quad (15)$$

$$\frac{1}{\Delta \sigma} [(\dot{\sigma}_{m,k-\frac{1}{2}} - \dot{\sigma}_{m,k+\frac{1}{2}}) + i(\hat{\sigma}_{m,k-\frac{1}{2}} - \hat{\sigma}_{m,k+\frac{1}{2}})] - D_{mjk}(V) = L_{mj}(\pi) \quad (16)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \varphi_{mjk} &= \varphi_{*mj} + \sum_{n=1}^k (\alpha_{jkn} \cdot T_{min}) \end{aligned} \right. \quad (17)$$

式中 α_{jkn} 是系数, 对每一个 $m, j, u_{mik}, \hat{u}_{mik}, v_{mik}, \theta_{mik}, T_{mik}, \hat{T}_{mik}, \dot{\sigma}_{mk}$ 和 $\hat{\sigma}_{mk}$ 有一个联立代数方程组。只要给定平均纬向风速 $\bar{u}$ 、地形高度 Z_* 和加热场 $\dot{Q}$ 的分布就可决定高原动力和热力作用引起的线性强迫扰动场来。上述解法适用于基本纬向气流随纬度变化的三维问题。作为第一步, 我们先解简单的二维问题。

经度范围从 $0^\circ-360^\circ$, $\Delta\lambda = 5$ 个经度, $\Delta\theta = 5$ 个纬度, 垂直方向分二层, 波数 $m = 5$, 并有:

$$\begin{aligned} A_{mjk}(\lambda, \sigma) &= A_{mjk}(\lambda + 360^\circ, \sigma) \\ \dot{\sigma} &= 0 \text{ 在 } \sigma = 0, \sigma = 1 \text{ 处} \end{aligned}$$

三、地形和加热场的处理

1. 地形的处理

本文采用文献[7]所给的全球平均地形高度资料作为实际地形, 取五个波展开以后青藏高原最高为 3320 米。

2. 加热场的处理

高原上全年来讲湍流感热输送为最大, 有效辐射次之, 蒸发最小。夏季七、八月份地面蒸发潜热达最大, 但也比湍流感热小得多。本文主要考虑了感热传输的贡献。我们用了二种感热传输方案。

方案(一) 假设感热通量随高度有一固定的分配函数, 随高度指数递减^[8]:

$$F(\sigma) = F_* \cdot \sigma_k^r = F_* \left(\frac{p_k}{p_*} \right)^r \quad (18)$$

则加热场为:

$$\left(\frac{\dot{Q}}{C_p} \right)_k = \frac{g}{C_p} \cdot \frac{1}{p_*} \frac{\partial F(\sigma)}{\partial \sigma} \quad (19)$$

式中 r 为感热通量随高度的指数递减率, F_* 为地面感热通量, 并取七月份地面平均感热通量^[9]。高原上资料漏缺较多, 用以下公式补算:

$$F_* = \rho_* \cdot C_p \cdot C_D \cdot |V_*| \cdot (T_i - T_a) \quad (20)$$

C_D 为地面拖曳系数, 与地形高度有关, 取:

$$C_D = 5 \times 10^{-3} + 6.45 \times 10^{-3} \times \left(\frac{Z_*}{1000 + Z_*} \right) \quad (21)$$

V_* 为地面平均风速, T_* 为平均气温, T_s 为地面平均温度, 本文均取夏季高原的平均值, ρ_* 为高原上的平均空气密度。

方案(二) 将感热传输分二部分处理, 先是下垫面在边界层内的传输, 二是考虑这部分热量积累至一定程度总要通过垂直湍流扩散和自由对流向上传递。加热率仍为(19)式, 但式中 $F(\sigma)$ 为垂直湍流扩散通量:

$$F(\sigma) = \frac{\rho g C_D}{RT} \cdot K_{Tv} \left(\frac{p_0}{p} \right)^* \cdot \sigma \cdot \frac{\partial T}{\partial \sigma} \quad (22)$$

式中 K_{Tv} 为湍流扩散系数, 我们取 $K_{Tv} = 50 \text{ m}^2/\text{秒}$ 。

计算中还试验了牛顿冷却效应。可在热力学方程(15)式的右端加进“ $-\alpha_R T$ ”项, α_R 为牛顿冷却率, 我们对不同的 α_R 作了试验。

四、计算结果

我们分别计算了不同加热场垂直分布、不同基本流场、夏季地形动力和热力共同作用下的定常扰动场。

1. 夏季中、低纬的强迫定常扰动

首先讨论副热带地区的强迫定常扰动。图1给出沿 27.5°N 各层等压面位势高度的分布, 代表低纬的情形。实况 200 毫巴上的主要特点是整个纬圈呈二脊二槽型, 同海陆分布很好对应, 主要脊正位于亚非大陆上空, $0^\circ-150^\circ\text{E}$ 是一个宽广的脊区, 振幅达 135 个位势米, 对应于南亚高压。 $150^\circ\text{E}-120^\circ\text{W}$ 是一个槽区, 对应于“洋中槽”。对流层中低层则

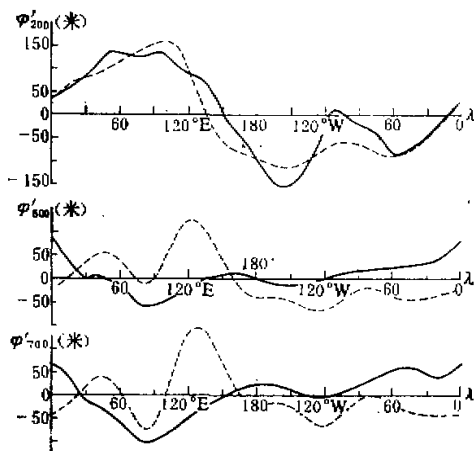


图 1 沿 27.5°N 各层等压面位势高度的平均距平图
实线表示实况 7 月份平均距平, 虚线表示本模式计算的定常扰动

大致有相反的分布, 高压中心主要在两大洋上空。亚洲大陆上空则是最显著的低压区, 副热带高压带有明显断裂。500 毫巴以下高原上空转为低槽区, 高低层中心近乎垂直, 脊区东退到大洋上, 相当太平洋副高。500—200 毫巴之间高压轴线随高度明显西倾。

计算的定常扰动曲线上, 较小尺度的扰动随高度阻尼, 200 毫巴上基本亦为二脊二槽型, 10°W — 135°E 为宽阔的脊区, 极值在 100°E , 太平洋上空为明显的槽区, 槽线在 145°W , 均比实况稍偏东。对应于实况的墨西哥高压 (110°W), 计算未得到正的扰动距平, 但在 105°W 上空也有一个相对的脊区, 位置也略偏东。高原上空 90°E 附近高低空位相相反, 45°E 中, 低层为弱脊, 85°E 为槽区, 基本同实况吻合。

明显的不足是太平洋副高的位置、强度同实际有较大的偏离。计算的扰动主要是波长约为 70 个经度的波, 大抵接近青藏高原的东西长度, 实际太平洋副高对应的波长更长。它是同经向哈得莱环流紧密联系的, 而西太平洋副高中心的形成和维持, 则受太平洋中槽后下沉气流的影响^[4]。因此, 模式中没有包括平均经向环流的贡献 ($\bar{v}$, $\bar{w}$), 可能是造成误差的一个原因。这个结果也从一个侧面说明形成高层南亚高压和中层西太平洋副高机理的不同。

图 2 给出沿 40°N 各层等压面位势高度的分布, 代表中纬的情形。实况已过渡到以西风带系统为主, 它一方面保持同 27.5°N 类似的大尺度扰动分布特征, 例如 200 毫巴上二波型仍很清楚; 另一方面又迭加了一系列千公里以下的天气尺度扰动。另外, 可以看出东西半球的明显差异, 亚洲大陆上空大尺度距平, 高、低层位相相反, 逆转层在 500 毫巴以上, 反映了大尺度热源的影响; 而北美及其两岸低层则位相相同, 槽、脊线近乎垂直, 其振幅同 27.5°N 比较也明显增强。计算的扰动基本上给出接近实际的大尺度扰动分布, 但未

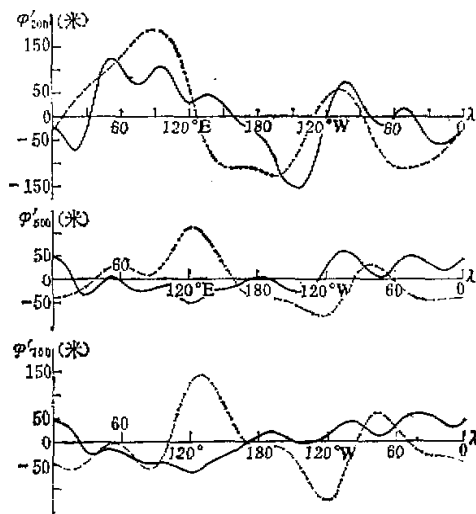


图 2 沿 40°N 各层等压面位势高度的平均距平图
说明同图 1

能描写较小尺度的扰动。亚洲上空中、低层给出相当乌拉尔山的浅脊和巴尔喀什东面的弱槽,但西太平洋副高则太强,完全掩盖了东亚沿岸(120°E)的弱槽。计算也得到太平洋东部槽和北美的脊和槽,并反映了扰动随高度增强的特点,但在中、低层位相均比实况偏东。

上述模式计算结果同实况的偏离,在其他作者的结果中也存在。例如,朱抱真^[2]得到的夏季强迫扰动,500毫巴上同样出现东亚沿岸副高过强的现象(原文图12),他所用的加热场是由高度场倒算得到的。黄荣辉和岸保^[11]采用由半经验方法得到的加热场,用三十四层准地转模式计算的大地形和热源的强迫扰动,对于高层对流层和平流层给出更细致的结果,但也存在类似问题,如高原上空低压过强,高层的脊比实际偏东,西太平洋副高太强和洋中槽较弱等(原文图23)。这些模式都没有考虑平均经向环流的影响。这些结果表明,对于太平洋副高,看来不能仅由加热场和地形分布的纬向不均一来解释。

2. 不同基本气流的影响

我们试验了四种不同的基本气流,图3给出沿 30°N 500毫巴上位势扰动的纬向分布。图中可见基本气流的强弱对扰动的影响是明显的。特别是亚洲东岸的脊,基本特点是随着基流的减弱,脊的振幅增加。朱抱真^[2]曾指出,热力扰动的振幅随基本西风的减弱而增加。因为由定常模式计算的强迫扰动,表示大气的某种平衡态,对于热力扰动,它主要反映随基本气流的温度平流同加热场之间的平衡。对应一定的热源,基流减弱,只有温度扰动振幅增加才能保持平衡。实际上,由于西风减弱,地形的动力扰动则相应减弱。热力和动力扰动消长的综合结果,则决定于热源和基流的强度和配置。扰动的位相主要决定于低层的风速,西风减弱对应槽脊平均位置的西移,位相差别在高原附近更为明显。曲线2和3二者差别达25个经度。

这是一个有意思的现象。我们知道由春入夏的季节转换,东亚的环流表现为南支西风减弱和北撤,低纬高层大型环流系统稳固建立,强度加大。五至六月南亚高压的平均位置从中印半岛上空自东向西移向高原上空。对这个过程的一种解释是高原上空热源的增强和增温,高原南北两侧建立相反的温度梯度,导致高压的建立和西风的北撤。从上述结果看来,基本西风的强弱反过来又影响定常扰动的强度和位相,它的减弱有利于高原上空大尺度系统的建立。这反映了平均行星西风带同海陆、地形分布等非轴对称强迫因子的相互制约。

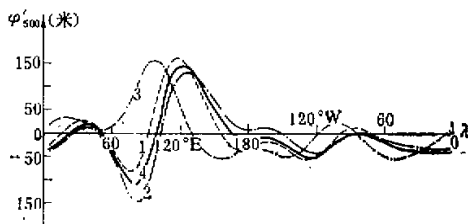


图3 不同基本气流作用下500毫巴上位势扰动的纬向分布
曲线1—4 分别表示基流为5,10米/秒,夏季 30°N 和 45°N 的平均风速

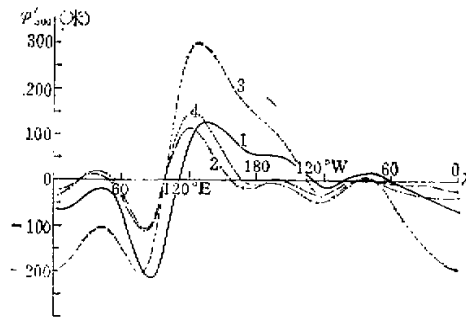


图 4 不同加热场作用下 500 毫巴上位势扰动的纬向分布。

曲线 1 表示感热加热方案(一); 曲线 2 表示感热加热方案(二);
曲线 3 表示曲线 1 加进潜热影响; 曲线 4 表示曲线 1 加牛顿冷却效应

3. 加热场垂直分布的影响

图 4 给出不同加热场作用下, 500 毫巴地形和热力共同扰动沿 30°N 的纬向分布。曲线 1—3 是加热场三种不同的垂直分布, 曲线 3 包括了“潜热”影响。我们没有直接计算凝结潜热的贡献, 而用波文比来估计地表蒸发。假设平均蒸发和凝结相平衡, 则凝结潜热表示为:

$$\dot{Q} = bF_{*} \cdot \left[4 \times \frac{p}{p_0} - 4 \times \left(\frac{p}{p_0} \right)^2 \right]$$

式中 b 是波文比, 取 $b = 1 + 4 \sin \theta$, θ 为纬度。假设潜热的水平分布同感热输送类似, 在垂直方向潜热释放取抛物线分布^[12], 大气中层达到最大。曲线 4 考虑了牛顿冷却效应。可见各条曲线的槽脊分布基本类似, 例如亚洲的一槽一脊型, 但扰动的振幅和位相却明显不同。曲线 3 比 1 振幅明显加大, 位相也向西偏。曲线 1 和 2 差别更明显。大陆东岸脊 2 比 1 向西偏移约 15 个经度, 80°E 高原上空槽 2 比 1 减弱了 105 个位势米。太平洋上空, 曲线 2 的槽区强度增加。 160°E — 120°W 之间二者差别最大接近 100 位势米, 扰动从正值改变为负值。 40°E 处则有相反的情况, 扰动的负值减少。另外, 曲线 2 和 4 比较接近, 它可能反映温度垂直扩散和热力耗散之间的一种联系。因为 500 毫巴等压面代表对流层中层, 上述扰动正负值的变化, 还反映热力扰动在垂直方向上“逆转层”的变化。Asanani 等^[12]曾得出热力强迫扰动的逆转层高度同加热场的水平尺度有关。看来加热场的垂直分布也有影响。

我们还比较了方案(一)和(二)中与加热场垂直分布有关的参数 r 和 K_T [见公式(18)、(22)]。 r 表示感热通量随高度的指数递减率, r 增加对应在大气低层有较强的通量辐合和加热。 K_T 是垂直湍流扩散系数, 它的增加则大抵对应更多热量向高层传输。但它不只是对热力扰动, 对动力作用产生的温度场也有影响。结果指出: 500 毫巴上共同扰动的振幅随 r 增加或 K_T 减少而增加, 位相也有所偏移, K_T 对位相变化更明显些。

4. 热力耗散项的影响

在解释定常槽脊形成的线性理论中,能量耗散项的计算具有特殊的意义,它能直接影响扰动的位相和结构^[1]。我们曾在计算中引进牛顿冷却效应来表征辐射冷却、大型扩散等因子的影响。比较不同牛顿冷却系数得到的扰动(图略)可以看出:总的影响是使扰动的振幅减小、位相西移。当牛顿冷却系数取值为 4×10^{-6} /秒时,东亚沿岸脊西移可达 20 个经度。这对扰动的垂直结构也有影响,如亚洲东岸脊 500 至 200 毫巴脊线的位相差,无牛顿冷却脊线西倾达 25 个经度,而有牛顿冷却 ($\alpha_R = 4 \times 10^{-6}$ /秒)西倾仅 15 个经度,即系统轴向趋于垂直。前面曾指出,计算的 200 毫巴扰动槽脊分布基本都较实况偏西。若不包括耗散项则更偏西。这说明为了解释高原上空对流层上层的高压和加热中心大致重合的事实,需要考虑相当强的热力耗散机制,而且它应随高度增加,主要在高层以保持系统的明显西倾。大气高层的强烈辐射冷却应是一个重要因子。对其他可能的热力耗散机制的探讨将是一个有意义的课题。

五、小 结

由上面的计算结果,可有下面几点初步结论:

1. 由简单的 σ 坐标下二层模式得到的定常扰动分布表明,对于夏季高原邻近地区的平均槽脊,特别是高原上空的大型环流系统,加热场和地形分布的纬向不均一是基本的。使用 σ 坐标有助于描写这种不均一性。但计算得到对流层中、低层的太平洋副高同实况有较大偏差。这表明太平洋副高不能只由强迫源的纬向不均一来解释。

2. 西风基流的减弱,对应于常定热力扰动的增幅,地形动力扰动的减幅,共同扰动的位相西移。

3. 加热场的不同垂直分布,可以影响定常槽脊的振幅和位相。通常由直接或间接方法求得的平均加热场,往往只是某一大气层的平均值,如何给出符合实际的加热场垂直分布是个重要的问题。

4. 在线性理论中,为了解释高原上空热源分布和扰动温度场或高层扰动位势场分布大致同位相的现象,要求有一个强的热力耗散,特别是对流层上层。造成这种耗散的物理过程有待进一步研究。

上述是用简单的二层模式在二维情况下的结果,但得到的定常扰动分布反映了实况的一些基本特点,表明所采用的方法是可行的。采用 σ 坐标有助于描写加热场的水平不均一。把它推广到三维、多层模式,并用来研究异常强迫源的影响,这将是我们的下一步的工作。

参 考 文 献

- [1] Smagorinsky, J., The dynamical influence of large-scale heat sources and sinks on the quasistationary mean motions of the atmosphere, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 79, 342—366, 1953.
- [2] 朱抱真, 大尺度热源、热汇和地形对西风带的常定扰动(二). *气象学报*, 28, 198—224, 1957.
- [3] 巢纪平, 斜压西风带中大地形有限扰动的动力学. *气象学报*, 28, 303—314, 1957.

- [4] Webster, P. J., Response of the tropical atmosphere to local steady forcing, *Mon. Wea. Rev.*, **100**, 518—541, 1972.
- [5] Egger, J., The linear response of a hemispheric two level primitive equation model to forcing topography, *Mon. Wea. Rev.*, **104**, 351—361, 1976a.
- [6] 陈秋士, 中纬度地形影响大尺度运动简化方程及其物理过程的初步分析, *气象学报*, **37**, 88—102, 1979a.
- [7] Berkofsky, L. and Bertoni, E. A., Mean topographic charts for the entire earth, *Bull. Amer. Met. Soc.*, **36**, 350—354, 1955.
- [8] D66s, B. R., The influence of exchange of sensible heat with the earth's surface on the planetary flow, *Tellus*, **14**, 133—147, 1962.
- [9] Schutz, C. and Gates, W. L., Global climate data for surface, 800mb, 400mb, July, R-1029-ARPA, Nov., 1972.
- [10] 叶笃正, 杨广基, 东亚和太平洋上空平均垂直环流(一)夏季, *大气科学*, **3**, 1—11, 1979.
- [11] Huang, R. H. and Gambo, K., The response of a model atmosphere in middle latitude to forcing by topography and stationary heat sources, *J. Meteor. Soc. Japan*, **59**, 220—237, 1981.
- [12] Asnani, G. C. and Mishra, S. K., Diabatic heating model of the Indian Monsoon, *Mon. Wea. Rev.*, **103**, 115—130, 1975.
- [13] Ji Liren, Shen Rujin and Chen, Yuxiang, A Numerical Experiment on the Dynamic and Thermal Effects of the Qinghai-Xizang (Tibet) Plateau in Summer, Proceedings of the first Sino-American workshop on Mountain Meteorology, 18—23 May, 355—370, Beijing, China, 1982.
- [14] Holton, J. R. and Colton, D. E., A diagnostic study of the vorticity balance at 200mb in the tropics during the Northern Summer, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 1124—1128, 1972.

THE FORCING OF STEADY PERTURBATION IN SUMMER BY DIABATIC HEATING AND OROGRAPHIC EFFECT OF THE QINGHAI-XIZANG PLATEAU

Xu Feiya Ji Liren

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

The forcing of steady perturbation in summer by diabatic heating and orographic effect, mainly of the Qinghai-Xizang Plateau is examined. A steady, linear, two-level primitive equation model in the sigma-spherical coordinates with observed sensible heat transfer is used. The distribution of troughs and ridges at the upper level of troposphere calculated is largely in agreement with the observed. However, both the low over the Plateau and the subtropical high over the West Pacific in lower and mid troposphere are too strong compared with the reality while the upper trough over the central Pacific is weak. In general, the steady perturbations are located, more or less, to the east of the observed ones at upper levels. Possible reasons of the deviation have been analysed. The effects of various basic flow, vertical distribution of heating and thermal dissipation are also investigated. It is shown that different vertical distributions of heating can result in differences of phase of perturbations. It is also pointed out that a certain thermal dissipation mechanism with increasing strength with height seems essential if the phase and structure of the steady perturbations are to be explained in a linear model.