

地形与热源强迫在亚洲夏季风形成与 维持中的物理作用*

黄荣辉 严邦良

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文利用变换的欧拉平均运动方程组及一个准地转 34 层球坐标模式来讨论地形与热源强迫对亚洲夏季风形成与维持的物理作用。

通过地形以及地形与热源强迫所产生的准定常行星波 E-P 通量的散度, 强迫经圈环流及扰动地转风速的计算, 表明了青藏高原东南部上空夏季的非绝热加热对于亚洲夏季风形成与维持起着重要作用, 它远大于地形的动力作用。

计算结果还表明, 地形与热源对亚洲夏季风形成与维持的物理作用中, 它通过强迫经圈环流的作用要大于强迫波 E-P 通量的散度的作用。

一、引 言

季风是风系随季节变化的气候系统, 尤其是东亚与南亚区域, 冬半年与夏半年有其明显不同的风系。在南亚与东亚地区夏季盛行的季风, 其环流有三个特点: (1) 在青藏高原地区的对流层上层有一个很强的反气旋, 称之南亚高压, 在南亚及东亚上空有一支很强的东风急流; (2) 在南亚对流层下层盛行西南风, 而在东亚地区, 从南亚吹来的西南气流受着西太平洋副热带高压西边的东南气流的影响而变成偏南风; (3) 这种季风环流给印度, 孟加拉等国带来季风暴雨, 并且在中国与日本形成梅雨。

近年来, 许多研究表明了南亚与东亚夏季盛行的季风环流是与青藏高原东南部上空强大的非绝热加热分不开的。青藏高原东南部上空的热源是夏季北半球最大热源^[1], 它不仅作为欧亚大陆加热与海洋冷源相区别, 而且由于青藏高原海拔高度高, 这个热源就像一个“热岛”直接加热大气。Ji and Tibaldi 利用数值模式计算了青藏高原上空非绝热加热对于亚洲季风爆发的作用^[2]。Kuo and Qian 利用大气环流模式对亚洲季风环流的维持进行了数值试验, 其结果也表明了夏季青藏高原的非绝热加热对于亚洲季风环流的维持起着重要作用^[3]。然而, 青藏高原上空的热源对于亚洲季风的形成与维持的物理机

* 本文于1985年11月29日收到, 1986年5月27日收到修改稿。

制至今还没有深入的讨论。为此, 本文利用变换的欧拉平均运动方程组来讨论高原地形与热源强迫所产生的行星尺度涡旋对气流的影响, 从而说明夏季青藏高原上空热源对形成季风平均环流的作用。此外, 还利用一个 34 层准地转模式来研究青藏高原上空的非绝热加热对南亚与东亚季风平均环流的热力作用。

二、变换的欧拉平均方程组与强迫经圈环流

根据 Edmon 的推导, 球面大气的运动方程, 连续方程及热流量方程取其欧拉平均形式, 适当略去一些小项, 就可以得到如下方程组^[4]:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f \bar{v}^* - \bar{D} = \frac{1}{a \cos \varphi} \nabla \cdot \mathbf{F} \quad (1)$$

$$f \bar{U}_p - \frac{R}{a} \bar{\theta}_p = 0 \quad (2)$$

$$\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\bar{v}^* \cos \varphi) + \bar{\omega}_p^* = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{\theta}_p \bar{\omega}_p^* - \bar{S} = 0 \quad (4)$$

方程(1)–(4)称变换的欧拉平均方程组。 R 是气体常数, \bar{D} , \bar{S} 分别是摩擦与加热的欧拉平均, $\bar{\omega}$ 是垂直速度的欧拉平均。 $\bar{\theta}_p = \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p}$, $\bar{\theta}_\varphi = \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \varphi}$, $\bar{\omega}_p = \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial p}$, $(\bar{v}^*, \bar{\omega}^*)$ 称剩余经圈环流, 它为下式

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{\partial (\overline{\theta'v'} / \bar{\theta}_p)}{\partial p} \quad (5)$$

$$\bar{\omega}^* = \bar{\omega} + \frac{\partial ((\overline{\theta'v'} / \bar{\theta}_p) \times \cos \varphi)}{a \cos \varphi \partial \varphi} \quad (6)$$

从上面两式可以看到所谓剩余经圈环流是大气基本态的经圈环流与地形、热源强迫所产生的经圈环流所组成。在本研究中, 基本态的经圈环流 $\bar{v} = 0$, $\bar{\omega} = 0$, 故 $(\bar{v}^*, \bar{\omega}^*)$ 就是强迫经圈环流, 这样(5)式与(6)式就变成下面两式:

$$\bar{v} = - \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\overline{\theta'v'}}{\bar{\theta}_p} \right) \quad (7)$$

$$\bar{\omega} = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\overline{\theta'v'}}{\bar{\theta}_p} \cos \varphi \right) \quad (8)$$

此外, 在(1)式中的 $\nabla \cdot \mathbf{F}$ 是 Eliassen-Palm 通量的散度, 它可表达成下式

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} [F(\varphi) \cos \varphi] + \frac{\partial}{\partial p} [F(p)] \quad (9)$$

$$\mathbf{F} = (F(\varphi), F(p)) = \left(-a \cos \varphi \overline{u'v'} f a \cos \varphi \frac{\overline{\theta'v'}}{\bar{\theta}_p} \right) \quad (10)$$

上面几式中 θ' 是扰动位温。从方程(1)我们可以看到下面几点:

1. 如果 $\bar{D}=0, \bar{S}=0$, 并且没有热量输送, 当扰动的 E—P 通量散度为零时, 则基本气流不会改变。

2. 若有扰动的热量输送时, 若扰动的 E—P 通量是辐散的, 并且强迫经圈环流是向北的, 则西风气流要加强。

3. 若扰动的 E—P 通量是辐合的, 并且经圈环流是向南的, 则西风气流要减弱, 而东风气流要加强。

三、模式与参数

为了讨论地形与热源强迫所产生的扰动而产生的 E—P 通量的散度与强迫经圈环流, 我们必须利用一个数值模式来计算地形与热源强迫所产生的行星波及其在等压面上的准定常扰动。本文采用一个包括 Rayleigh 摩擦, Newton 冷却及水平热力扩散的准地转 34 层球坐标模式。由于行星尺度运动, 其辐散分量对于位涡度南北输送起着重要作用, 因此, 我们在行星涡度的南北输送中考虑了非地转风分量对于位涡度南北输送的作用, 这样可得到下面模式方程组^[5],

$$\begin{aligned} & \hat{\Omega}_n \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \frac{1}{2 \Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin^2 \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \right\}^{n-\frac{1}{2}} \\ & + \frac{1}{a} q_{n-\frac{1}{2}} \times \frac{1}{2 \Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \phi'_{n-\frac{1}{2}}}{\partial \lambda} = f \left(\frac{\partial \omega}{\partial p} \right)_{n-\frac{1}{2}} - (R_r)_{n-\frac{1}{2}} \frac{1}{2 \Omega_0 \sin \varphi} \times \frac{1}{a^2} \\ & \times \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right]^{n-\frac{1}{2}}, \\ & \hat{\Omega}_n \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)_n - \left(\frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial p} \right)_n \frac{\partial \phi'_n}{\partial \lambda} + \sigma_n \omega_n = - \left(\frac{RH}{c_p p} \right)_n - (\alpha_n)_n \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)_n \\ & + (K_r)_n \times \frac{1}{a^2} \left[\frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - \tan \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \right] \left(\frac{\partial \phi'}{\partial p} \right)_n \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} & \hat{\Omega}_{n+\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left\{ \frac{1}{2 \Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin^2 \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin^2 \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right] \right\}^{n+\frac{1}{2}} \\ & + \frac{1}{a} q_{n+\frac{1}{2}} \times \frac{1}{2 \Omega_0 \sin \varphi} \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \phi'_{n+\frac{1}{2}}}{\partial \lambda} = f \left(\frac{\partial \omega}{\partial p} \right)_{n+\frac{1}{2}} - (R_r)_{n+\frac{1}{2}} \frac{1}{2 \Omega_0 \sin \varphi} \times \frac{1}{a^2} \\ & \times \left[\frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} \frac{\partial \phi'}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \varphi} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial \lambda^2} \right]^{n+\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (13)$$

上面模式方程中, H 是单位时间、单位质量的非绝热加热, R 是气体常数, c_p 是定压比热, α_n 是 Newton 冷却系数, K_r 是水平涡旋热力扩散系数, R_r 是扰动的 Rayleigh 摩擦系数, n 表示模式层次, q 为下式

$$q = \left[2(\Omega_0 + \hat{\Omega}) - \frac{\partial^2 \hat{\Omega}}{\partial \varphi^2} + 3 \tan \varphi \frac{\partial \hat{\Omega}}{\partial \varphi} \right] \cos \varphi$$

它表示基本气流的涡度。

模式的边界条件及差分方案与参考文献[6]相同。

参数

1. 静力稳定度参数 σ_s : 此模式所用的静力稳定度是从美国出版的标准大气 7 月份 45°N 平均温度与密度计算而得到, 并假设它不随纬度而改变。

2. 纬向基本气流的垂直廓线: 我们采用 Murgatroyd 所分析的结果, 为了消去“小尺度”特征, 对他的计算结果进行光滑, 其结果见图 1。

3. Rayleigh 摩擦系数 R , 与 Newton 冷却系数取与文献[7]相同。

4. 水平涡旋热力扩散系数 K_T : 由于夏季热带及副热带纬向平均风速很小, 故在热量平衡方程中的热力扩散系数取比冬季小, 故可取 $0.1 \times 10^6 \text{ m}^2/\text{s}$ 。

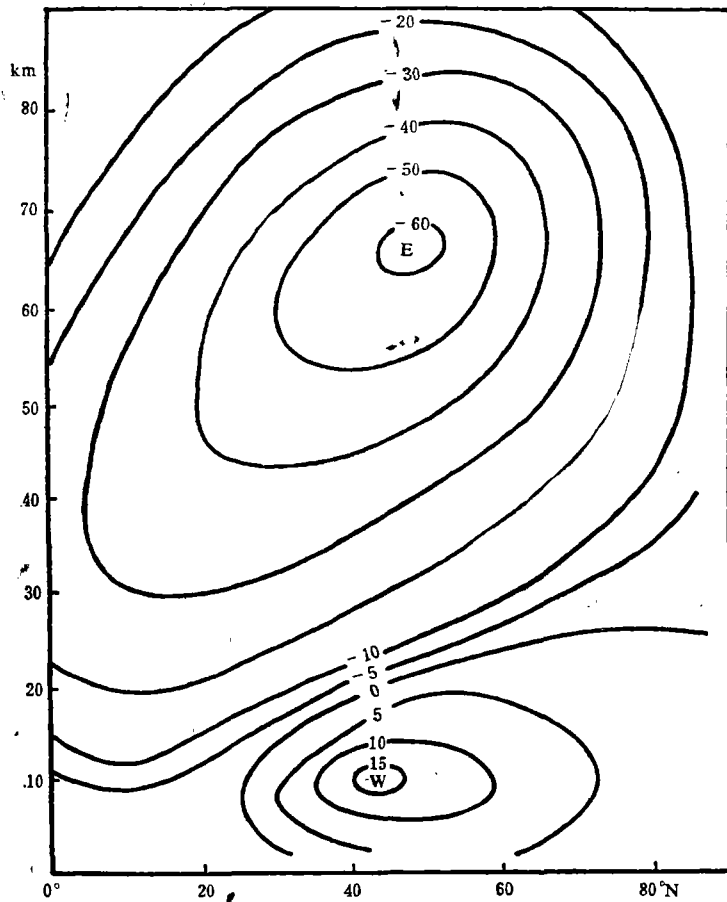


图 1 夏季纬向基本气流的垂直分布(单位: m/s)

这样, 若强迫源已知, 则从模式方程就可以得到强迫源强迫所产生的准定常行星波及各等压面上准定常扰动系统。

四、地形与热源强迫所产生的 E-P 通量散度 及强迫经圈环流

为了说明青藏高原东南部上空非绝热加热对于亚洲夏季平均季风环流形成与维持的

物理作用,我们作以下两个数值计算:一是计算夏季北半球地形强迫所产生的准定常行星波的 E-P 通量的散度与强迫经圈环流的分布;另一个是计算北半球夏季地形与热源强迫所产生的准定常行星波的 E-P 通量散度与强迫经圈环流的分布。

1. 只考虑地形强迫作用的情况

我们应用 Berkofsky 与 Bertoni 所用的北半球地形资料作为北半球的实际地形^[8],并进行富氏级数展开,然后代入模式方程组(11)–(13),这样可以得到实际地形强迫所产生的准定常行星波的振幅与位相分布,从而我们利用(7)–(10)式就可以计算地形强迫所产生的准定常行星波的 E-P 通量的散度及其强迫经圈环流。

图 2(a)、(b)、(c)分别是地形强迫所产生的纬向波数 1, 2 以及 1–3 波合成的准定常行星波 E-P 通量的散度分布图。从图 2 可以看到地形强迫所产生的准定常行星波的 E-P 通量矢量在整个副热带地区的对流层是辐合的;而在中纬度对流层上层 E-P 通量是辐散的,在中纬度对流层下层是辐合的。从方程(1)可以看到夏季地形强迫作用有利于副热带东风气流加强,而在中纬度地区,地形的强迫作用有利于对流层上层西风加强,而在对流层下层却有利于东风气流加强或者是西风气流减弱。

为了更清楚地看到地形强迫作用对气流的影响,我们计算了地形强迫所产生的经圈环流。图 3 是地形强迫所产生的经圈环流。从图可以看到在 30°N 以北的中纬度地区有一个正环流,而在 20°–30°N 副热带对流层中上层出现一个很弱的季风环流圈,并且其下沉气流出现在 20°N 附近。此外,在 20°–25°N 对流层中、下层也有一个很弱的季风环流圈。为了了解此强迫经圈环流对气流的作用,我们还计算了强迫经圈环流中 $f\bar{v}^*$ 的大小。图 4 是夏季地形强迫所产生的平均经圈环流中科氏力 $f\bar{v}^*$ 的分布。从图 3、图 4 可以看到,地形的强迫作用使得副热带对流层上层的强迫经圈环流向南, $f\bar{v}^*$ 值是负值,由于科氏力的作用使得气流往西加速,东风气流要加强,西风气流要减弱。而在副热带对流层下层强迫经圈环流往北, $f\bar{v}^*$ 是一个正值,科氏力的作用使得气流向东加速,西风气流要加强,东风气流要减弱。而中纬度地区,情况与副热带地区相反。

上面从理论上讨论了高原地形对于亚洲夏季风形成的作用。下面,我们利用模式方程(11)–(13)计算地形与热源强迫对于亚洲夏季风形成的物理作用。

2. 同时考虑地形与热源强迫作用的情况

正如引言中所述,夏季青藏高原东南部是北半球大气中非绝热加热率最大的地方。为了计算夏季位于青藏高原上空热源对于亚洲夏季平均季风环流形成与维持的作用,我们首先假设北半球热源的垂直分布是

$$H_0(\lambda, \varphi, p) = \hat{H}_0(\lambda, \varphi) \exp\left(-\left(\frac{p-\bar{p}}{d}\right)^2\right) \quad (14)$$

上式中 $d = 300 \text{ hPa}$, 根据观测,最大加热率所在的高度随纬度减少而增加,中纬度最大加热率一般位于 500 hPa,而青藏高原上空最大加热率位于 400 hPa,因此,我们取当 $\varphi \geq 40^\circ \text{N}$, $\bar{p} = 500 \text{ hPa}$; 当 $\varphi < 40^\circ \text{N}$, $\bar{p} = 400 \text{ hPa}$, 这就是说,在中高纬度地区,最大加热率位于 500 hPa;而在副热带地区,最大加热率位于 400 hPa。

我们利用 Ashe 所计算的实际情况分布进行富氏级数展开^[9],后代入模式方程,由模式方程可以计算出北半球实际地形与热源强迫所产生的准定常行星波及各等高面上准定

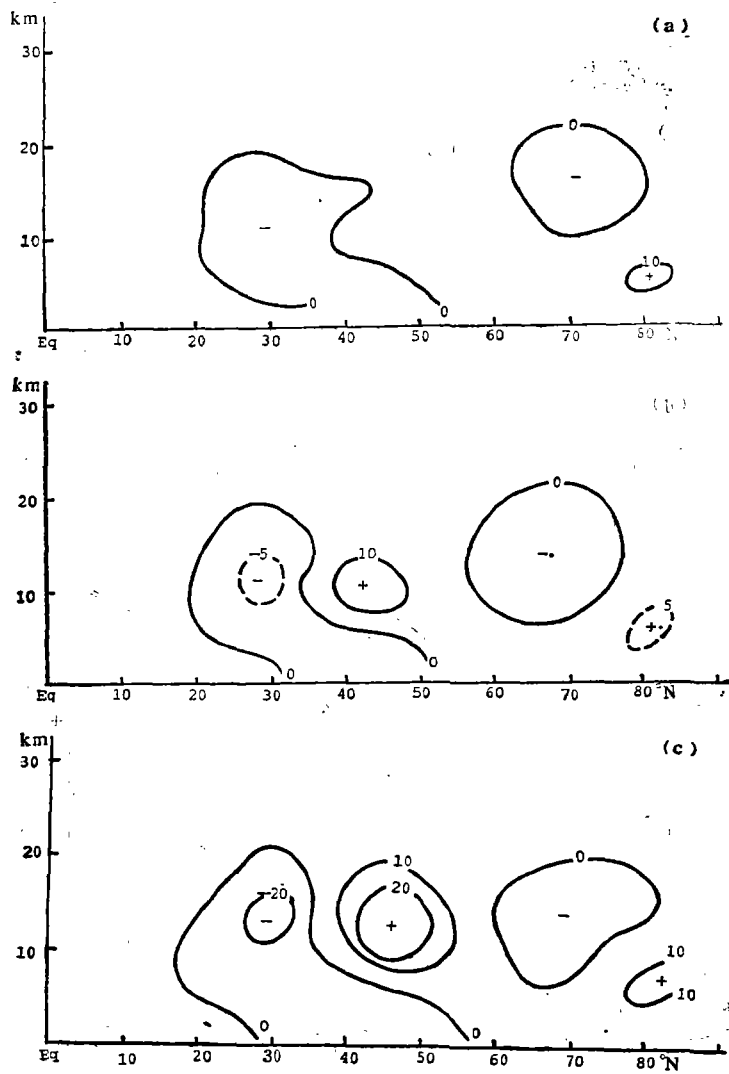


图 2 夏季地形强迫所产生的准定常行星波 E-P 通量的散度
(单位: m^2/s^2)

常扰动系统的分布。

图 5(a)、(b)、(c) 分别是地形与热源强迫所产生的纬向波数 1, 2 以及 1-3 波合成的准定常行星波 E-P 通量矢量的散度分布。把图 5 与图 2 相比较, 可以看到在副热带地区, 由于考虑了热源强迫, 其 E-P 通量矢量的分布与只考虑地形强迫所产生的 E-P 通量矢量的散度分布有很大差别。当考虑了热源的强迫作用, 在副热带对流层上层 E-P 通量是辐合的, 并且比只考虑地形强迫的情况要强得多; 而在副热带对流层下层 E-P 通量是辐散的。同样, 在中纬度对流层上层 E-P 通量的辐散与对流层下层 E-P 通量的辐合要比只考虑地形强迫作用的情况强得多。这就是说在夏季副热带对流层上层, 高原热源的强迫作用大大有利于东风气流加强; 而在对流层下层, 高原热源的强迫作用却大大有利于西风气流加强, 或使东风气流减弱。

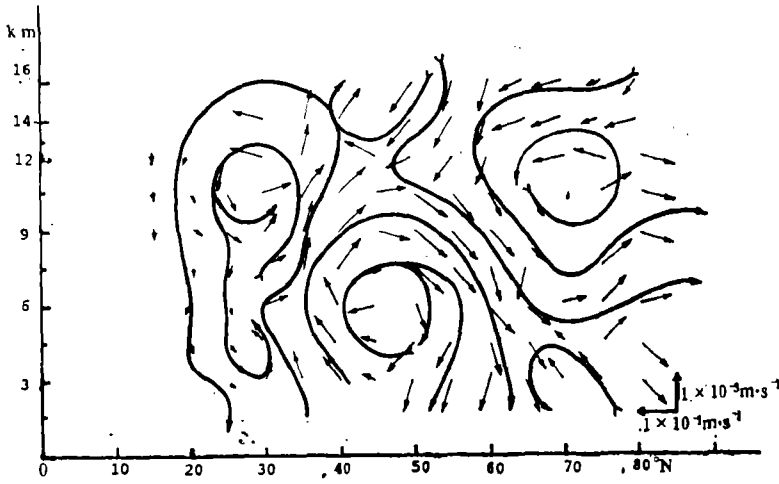


图 3 由波数 1 到波数 3 合成而得到地形强迫所产生的强迫经圈环流

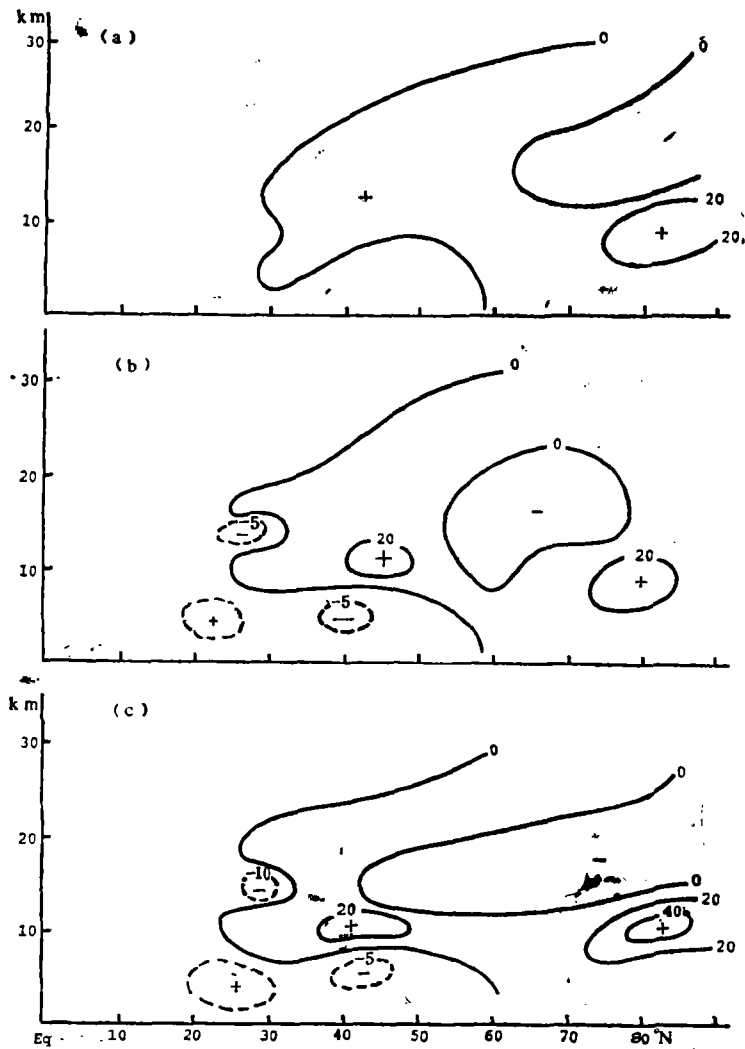


图 4 地形强迫所产生的强迫经圈环流的 $f v^*$ 值
(单位: $10^{-9} \text{m}^2/\text{s}^2$; a: 纬向波数 1, b: 纬向波数 2, c: 由波数 1 到波数 3 的合成)

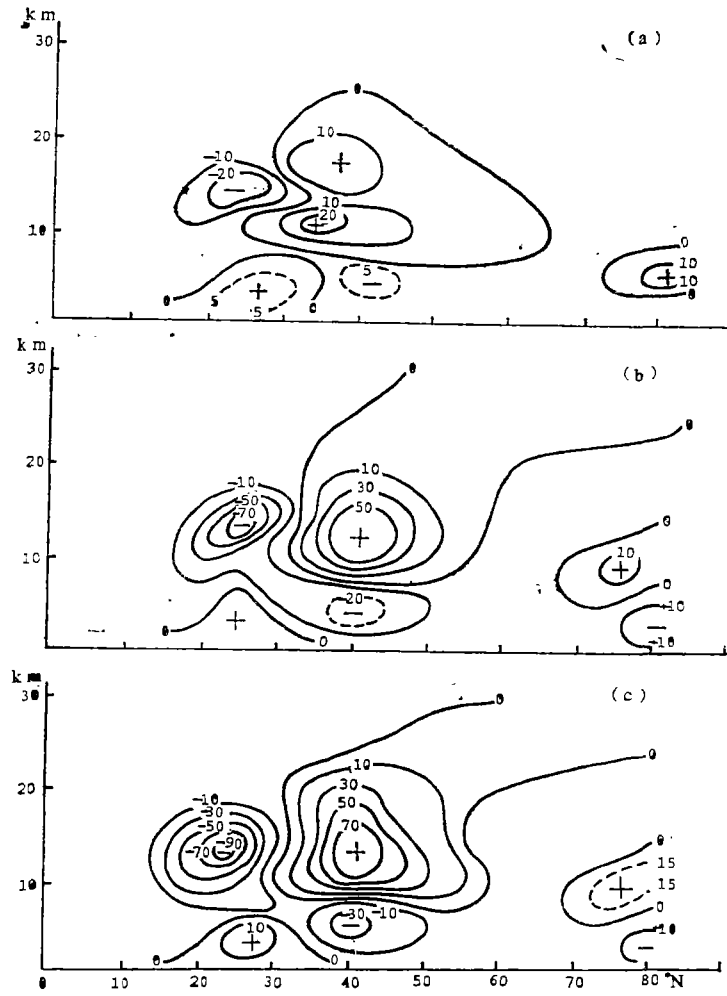


图 5 夏季地形与热源强迫所产生的准定常行星波 E-P 通量的散度 (单位: m^3/s^4)

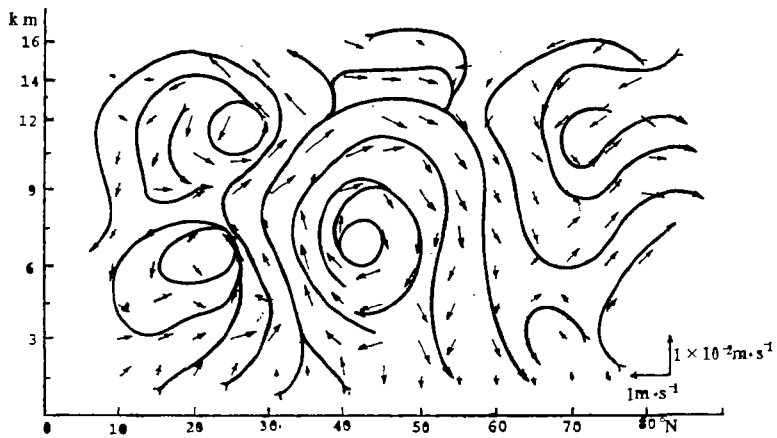


图 6 由波数 1 到波数 3 合成而得到地形与热源强迫所产生的强迫经圈环流

为了更清楚看到热源强迫作用对纬向气流的影响,我们计算了地形与热源强迫作用所产生的经圈环流。图6是地形与热源强迫所产生的纬向波数1-3波合成的强迫经圈环流。我们把图6与图3相比较,可以发现由于考虑了热源的强迫作用,位于副热带季风环流圈明显向南扩展,其上升气流位于 30°N ,而下沉气流位于 10°N 左右,并且径向环流的

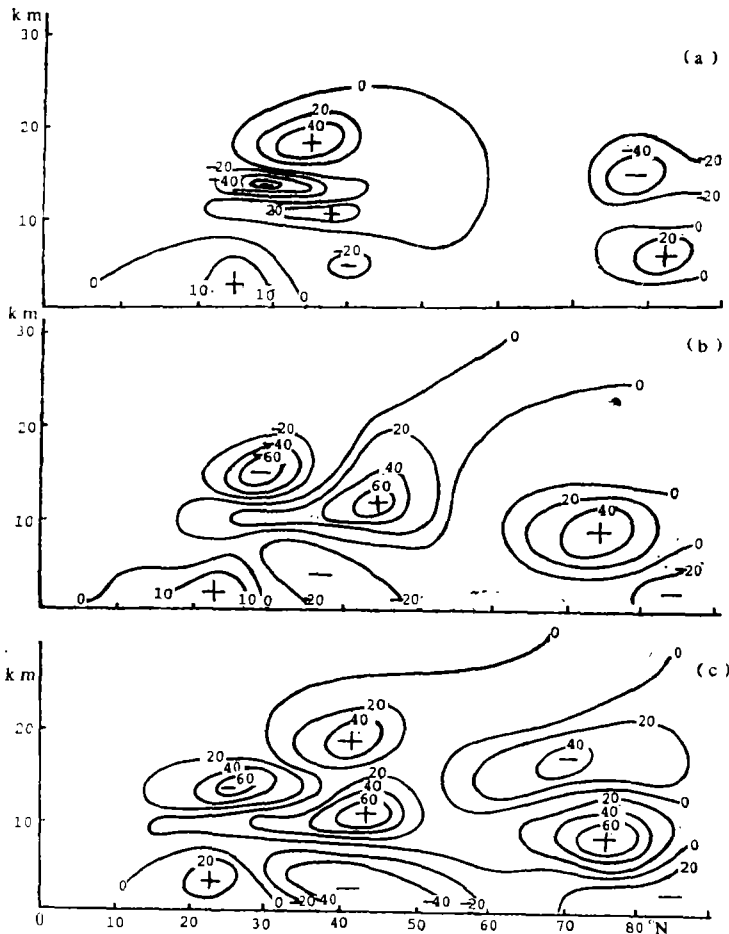


图7 地形与热源强迫所产生强迫经圈环流的 $f\bar{v}^*$ 值
(单位: 10^{-6}m/s^2)

强度要比只考虑地形的情况强得多,这个强迫经圈明显分成两个环流圈,一个位于对流层中、上层;另一个位于对流层中下层。特别是对流层上层的偏北气流与对流层下层的偏南气流要比只考虑地形的情况强得多。为了更进一步知道地形与热源强迫经圈环流对气流的作用,我们还计算了强迫经圈环流科氏力 $f\bar{v}^*$ 的大小。图7(a)、(b)、(c)分别是地形与热源强迫所产生的纬向波数1,2及1-3波合成的 $f\bar{v}^*$ 值。把图7与图4相比较,可以发现它们有很大差别。当考虑了高原热源强迫作用时,在副热带对流层上层 $f\bar{v}^*$ 值是负值,而在副热带对流层下层 $f\bar{v}^*$ 值是正值,它们的值均比只考虑高原地形作用的情况要大。此外,在中纬度对流层上层 $f\bar{v}^*$ 是正值,而在对流层下层 $f\bar{v}^*$ 是负值,它们的值也比只有地形强迫作用时要强得多。因此,当考虑了高原的热力强迫作用而产生的强迫经圈环流,

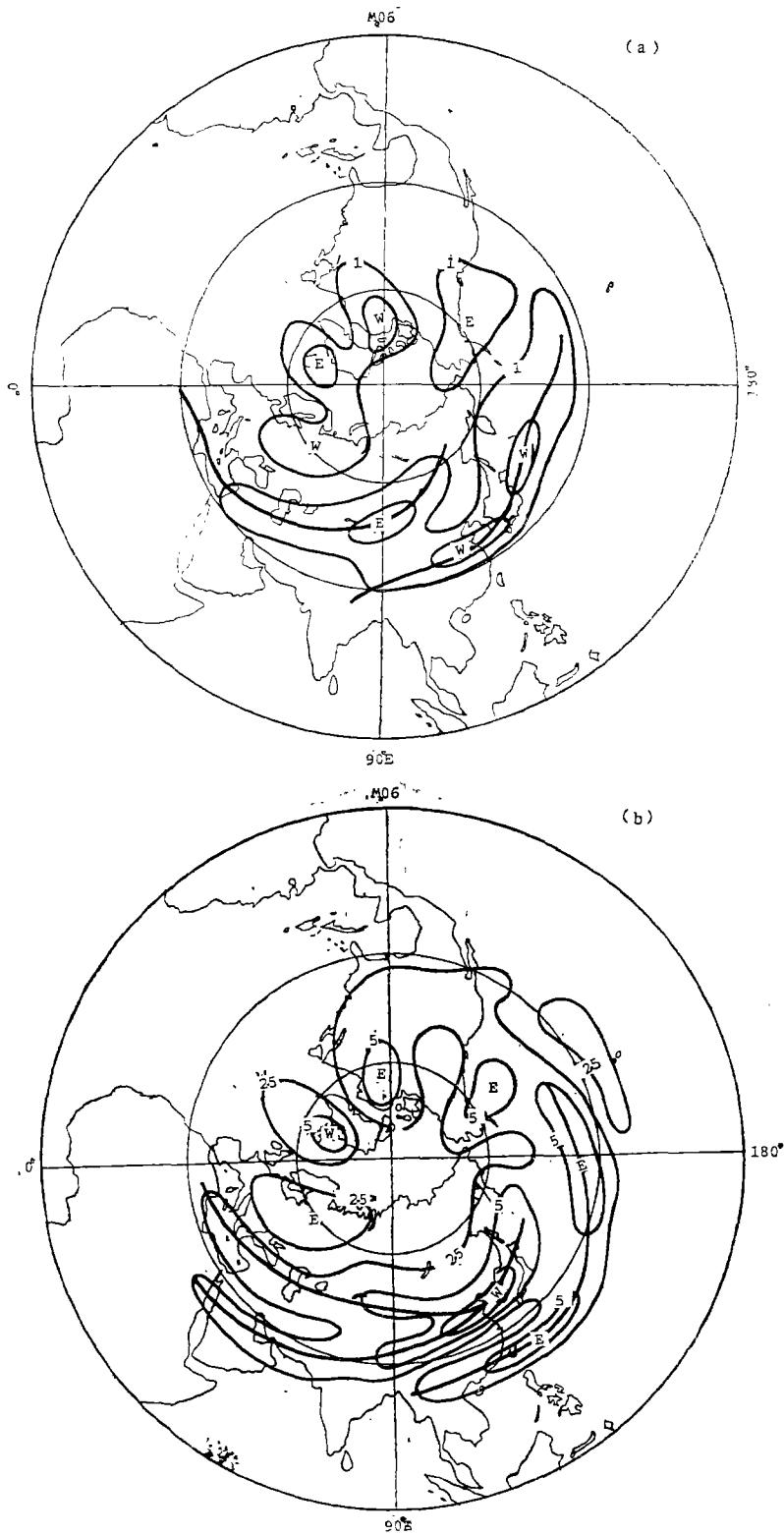


图 8 地形强迫所产生的扰动地转风速的分布
(单位:m/s; a: 3km 等高面, b: 12km 等高面)

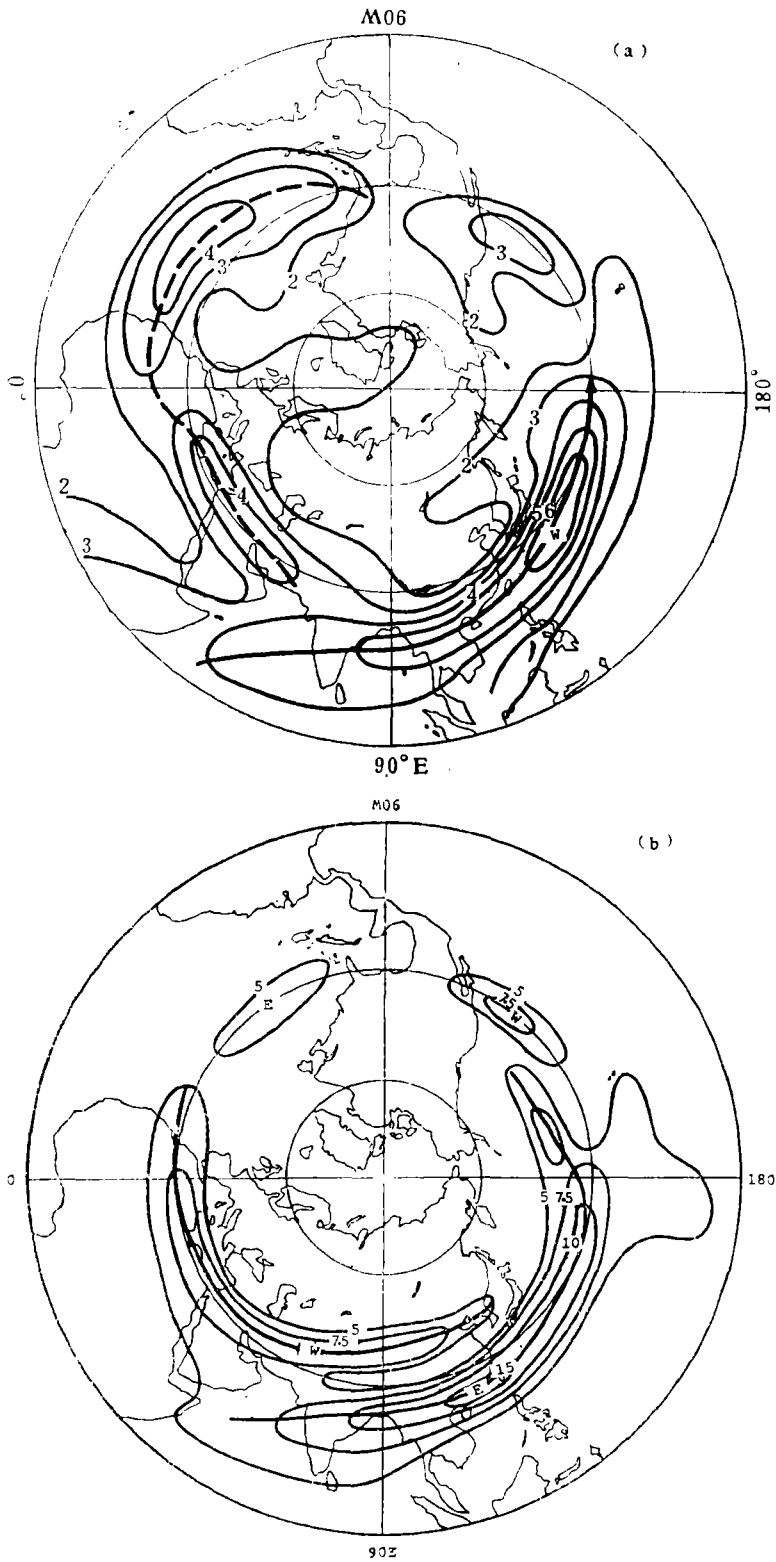


图 9 地形与热源强迫所产生的扰动地转风速的分布
(单位:m/s; a:3km等高面, b:12km等高面)

由于科氏力的作用,在副热带对流层上层东风气流要大大加强,而在对流层下层西风气流要大大加强,这就有利于西南季风的形成与维持。

五、地形与热源强迫所产生的扰动气流

上面我们从理论上讨论了地形与热源强迫对平均纬向气流的作用,下面,我们将利用数值模式、并用1,2,3波的合成来计算各等高面上扰动系统及其扰动气流的分布。图8(a)表示地形强迫所产生在3km等高面上地转风速的分布;图8(b)表示地形强迫所产生在12km等高面上地转风速的分布。可以看到只有地形强迫作用,其南亚对流层下层西南气流是很弱的,并且在南亚对流层上层的东风气流也比较弱。因此,只考虑地形的强迫作用,在南亚上空的季风环流是很弱的。

为了更清楚看到高原上空热源强迫对亚洲夏季风形成的作用,我们同样利用模式方程求得各等高面上准定常扰动系统及其扰动地转风速的分布。图9(a)表示地形与热源强迫所产生的3km高度上扰动地转风速的分布;图9(b)表示地形与热源强迫所产生的12km高度上扰动地转风速的分布。与图8相比较,可以发现两者有很大差别。当考虑了高原的热力作用以后,在印度次大陆、孟加拉湾及中国、日本南部出现了一条强的西南风带,这条强的西南风带对于维持亚洲夏季风起了重要作用。同时我们还可以看到在对流层上层,从西太平洋、我国南部、印度,直到西非有一支强的东风气流,它的强度最强可达到15m/s以上,这支强的东风气流对于维持亚洲上空高层季风环流同样起了很大作用。并且,我们还可以看到从北非地中海沿岸到里海是一支强的西风带。

从上面计算结果可以看到高原上空热源对于亚洲夏季风的形成与维持起了重要作用。

六、结论与讨论

本文通过计算地形、热源强迫所产生的行星波的E-P通量的散度、强迫经圈环流及强迫所产生的扰动地转风速分布来讨论地形及热源对亚洲夏季风形成与维持的物理作用。计算结果表明夏季高原地形强迫所产生的准定常行星波E-P通量的散度及其强迫经圈环流是很弱的。并且地形强迫所产生的扰动地转风速的分布,在对流层的下层最大西南气流位于中纬度的东亚地区,但其风速是相当弱的,在对流层上层最大东风气流位于我国南部及西太平洋,其风速同样也是很弱的。因此,只是高原的地形强迫作用是不能形成亚洲季风环流。计算结果还表明,当考虑了高原上空的非绝热加热的强迫作用时,其地形与热源强迫所产生的准定常行星波E-P通量的散度及其强迫经圈环流在副热带地区的对流层上层及下层都很强,它将使副热带对流层上层的东风气流大大加速,而使副热带对流层下层的西风气流大大加速。

从模式的计算结果还表明,当考虑了高原热源的强迫作用后,其地形及热源强迫所产生的扰动地转风速在印度、孟加拉湾、我国南部直到西太平洋地区的上空出现一条强的西南风;而在对流层上层,从西太平洋、我国南部、印度、直到西非出现一支强的东

风带。因此,青藏高原上空的热源对于南亚与东亚季风环流的形成与维持起着重要作用。

从上面的计算结果可以看到,无论是地形强迫或是地形与热源强迫对气流的作用,在对流层上层强迫经圈环流科氏力项 $f\bar{v}^*$ 与强迫所产生的 E-P 通量的散度,即 $\frac{1}{a\cos\varphi} \nabla \cdot F$ 同量级,但前者要大于后者;而在对流层下层,其强迫经圈环流科氏力项 $f\bar{v}^*$ 要远大于强迫所产生的 E-P 通量的散度,因此,在讨论大气低层波与基本气流的相互作用时,应该重视强迫经圈环流的作用,而不能只由 E-P 通量矢量的散度来估计。

本文所用的模式是北半球模式,它只能讨论北半球地形与热源强迫对亚洲季风的形成与维持作用,因此本文不能讨论从南半球吹来的跨赤道气流对于亚洲季风形成的作用。

参 考 文 献

- [1] 叶笃正、高由禧,青藏高原气象学,科学出版社,1979年。
- [2] Ji, L. R., and S. Tibaldi, Numerical experiments on the seasonal transition of general circulation over Asia, Part I, *Adv. Atmos. Sci.*, 1,128-139,1984.
- [3] Kuo, H. L., and Y. F. Qian, Numerical simulation of the development of mean monsoon circulation in July, *Mon. Wea. Rev.*, 110,1879-1897,1982.
- [4] Edmon, H. L., Hoskins, B. J. and M. E. McIntyre, Eliassen-Palm cross sections for the troposphere, *J. Atmos. Sci.*, 37,2600-2616,1980.
- [5] Huang Ronghui, and K. Gambo, The response of a Hemispheric multi-level model atmosphere to forcing by topography and stationary heat sources, Part I, II, *J. Meteor. Soc. Japan*, 60,78-109, 1982.
- [6] Huang Ronghui, The numerical simulation of the three-dimensional teleconnection in the summer circulation over the Northern Hemisphere, *Adv. Atmos. Sci.*, 2,81-92,1985.
- [7] Huang Ronghui, and K. Gambo, The response of a Hemispheric multi-level model atmosphere to forcing by topography and stationary heat sources in summer, *J. Meteor. Soc. Japan*, 61,495-505,1983.
- [8] Berkofsky, L., and E. A. Bertoni, Mean topographic charts for the entire earth, *Bul. Amer. Meteor. Soc.*, 36,350-354,1955.
- [9] Ashe, S., A nonlinear model of the time-average axially asymmetric flow induced by topography and diabatic heating, *J. Atmos. Sci.*, 36,109-126,1979.

THE EFFECTS OF TOPOGRAPHICAL AND THERMAL FORCING ON FORMATION AND MAINTENANCE OF THE SUMMER MONSOON OVER ASIA

Huang Ronghui Yan Bangliang

(Institute of Atmospheric physics, Academia Sinica)

Abstract

The transformed Eulerian-mean motion equations and a quasi-geostrophic, 34-level spherical coordinate model are used to discuss the physical effects of

topographical and heating forcing on formation and maintenance of the summer monsoon over Asia.

The computed results of the divergence of E-P flux, the forced meridional circulation and perturbation geostrophic wind show that diabatic heating over the Qinghai-xizang plateau play an important role for formation and maintenance of the summer monsoon over Asia, and this effect is much larger than the dynamical effect of topography.

The computed results also show that the effect due to the forced meridional circulation is larger than that due to the divergence of E-P flux of forced waves.