

线性准地转模型中副热带感热加热强迫的定常波^{*}

张亚妮¹ 刘屹岷² 吴国雄² 姚秀萍³
ZHANG Yani¹ LIU Yimin² WU Guoxiong² YAO Xiuping³

1. 中国气象局国家气象中心, 北京, 100081

2. 中国科学院大气物理研究所大气科学和地球流体力学国家重点实验室, 北京, 100029

3. 中国气象局气象干部培训学院, 北京, 100081

1. *National Meteorological center, China Meteorological Administration, Beijing 100081, China*

2. *State Key Laboratory of Numerical Modeling for Atmospheric Sciences and Geophysical Fluid Dynamics, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China*

3. *CMA Training Center, Beijing 100081, China*

2016-02-16 收稿, 2016-07-01 改回.

张亚妮, 刘屹岷, 吴国雄, 姚秀萍. 2016. 线性准地转模型中副热带感热加热强迫的定常波. 气象学报, 74(6):889-901

Zhang Yani, Liu Yimin, Wu Guoxiong, Yao Xiuping. 2016. Stationary waves forced by subtropical sensible heating in a linear quasi-geostrophic model. *Acta Meteorologica Sinica*, 74(6):889-901

Abstract Analytical solutions of stationary waves forced by sensible heating in a linear quasi-geostrophic model are obtained and effects of the basic flow, the Newton cooling and surface friction on the amplitude and phase of stationary waves are discussed. Results show that when the basic flow is easterly, the stationary waves exhibit a baroclinic structure in the vertical direction and the amplitude in the surface is stronger than in the middle and upper layer. When the basic flow is westerly, the waves propagate upward. In the lower layer, the cyclone (anticyclone) lies mainly to the west (east) of the heating center when the basic flow is easterly, and the cyclone (anticyclone) is located to the east (west) of the heating center when the basic flow is westerly. In the middle and upper layer, however, the opposite is true. It is found that the effects of the basic flow on the amplitude and phase of the waves are symmetric, which is different from the effects of condensation heating. The results also show that the Newton cooling has an important influence on the stationary waves especially when the basic flow is very weak. In a static atmosphere, the inviscid solution, i. e. the Sverdrup solution forced by sensible heating does not exist. When the Newton cooling is considered, the cyclone is forced in the lower layer and the anticyclone is forced in the middle and upper layers within the area influenced by the sensible heating, and the center of the cyclone is located slightly to the west of the heating center. In a non-static atmosphere, the Newton cooling makes the centers of the surface systems move upwind. As a dissipative term, it weakens the system in both the lower and upper layers, which is different from the effects of surface friction. The surface friction always weakens the system in the lower layer and intensifies the system in the upper layer.

Key words Linear quasi-geostrophic model, Sensible heating, Stationary waves, Basic flow

摘 要 通过求取定常线性准地转位涡模式的解析解, 研究了感热加热强迫所激发的副热带定常波的结构特征, 讨论了基本流、牛顿冷却及地面摩擦等对定常波振幅和位相的影响。结果表明, 东风时定常波在垂直方向上表现为上、下层反位相的第一斜压结构, 且地面系统远强于中高层; 西风时定常波呈现出向上的传播特征, 在高层, 随着风速增大振幅随高度的升高有增大趋势。在近地层, 东风时气旋(反气旋)主体位于加热西(东)侧; 西风时气旋(反气旋)主体位于加热东(西)侧, 近地层以上相

* 资助课题: 国家自然科学基金青年基金项目(41205031)、国家自然科学基金项目(41475041)。

作者简介: 张亚妮, 主要从事中、短期天气预报业务和研究工作。E-mail: Zhangyn@cma.gov.cn

通讯作者: 刘屹岷, 主要从事气候动力学研究。E-mail: lym@lasg.iap.ac.cn

反。此外,发现东、西风基本流的作用具有对称特征,这与潜热加热显著不同。研究结果还表明,牛顿冷却对定常波有重要影响,基本流越弱影响越显著。在静止大气中,感热加热强迫下无斯韦尔德鲁普(Sverdrup)解,考虑牛顿冷却时,感热强迫在热源范围内的近地层和中高层分别激发出气旋式和反气旋式环流,气旋中心位于加热中心略偏西的位置。在非静止大气中,牛顿冷却项使地面系统中心向上风方向移动,东风时向东移。牛顿冷却对高、低层系统均有削弱作用。地面摩擦则明显不同,它总会使低层系统减弱,高层系统增强。

关键词 线性准地转模型, 感热加热, 定常波, 基本流

中图法分类号 P435

1 引言

太阳辐射是大气环流形成与维持最主要、最原始的能量来源,通过下垫面感热加热、水汽相变的潜热加热及大气对太阳短波辐射的少量吸收等非绝热加热影响和支配着大气环流及其变化。北半球夏季副热带地区非绝热加热为四叶型,大洋东部为辐射冷却,大陆西部和东部分别为地面感热加热和深对流潜热加热(Wu, et al, 2003)。感热加热作为大气运动的重要强迫源,对大气环流有重要作用和影响,如青藏高原感热加热,其影响具有全球性,是形成亚洲夏季风必不可少的因子(胡江林等,1993),其变化显著影响亚洲夏季风异常及东亚降水(段安民等, 2003; Duan, et al, 2011, 2013)。印度半岛感热加热对季风环流异常也有显著影响,晏红明等(2010)研究指出,春末夏初印度半岛暖下垫面的加热作用有利于亚洲夏季风环流建立偏早和季风环流的加强。

在热强迫的大气定常波研究方面,早期的研究(Smagorinsky, 1953; Manabe, et al, 1974)指出,非绝热加热的作用与地形同等重要,之后的一些研究(Dickinson, 1980; Roads, 1982; Held, 1983)发现非绝热加热起更重要作用。吴国雄等(1999)通过尺度分析指出,非绝热加热的垂直非均匀分布比其水平非均匀分布对副热带高压(副高)的影响更大。感热加热与潜热加热的垂直分布存在显著差异,其对副热带环流的作用和影响明显不同(刘屹岷等, 1999a, 1999b)。由于感热加热接近地面,随高度迅速减小,对于垂直分辨率很低的模式,不能真实反映感热加热的作用。Webster(1972)利用一个两层线性模式研究指出,潜热加热是维持低纬度地区定常环流的一个重要局地热源, Egger(1978)将感热和潜热加热对维持夏季副高的贡献分开,利用另一个两层线性模式的模拟结果,得到类似的结论。然而

由于这些模式的垂直分辨率很低,均低估了强陆面感热加热的作用。Chen(2001)和 Chen 等(2001)利用高分辨率的线性模式研究潜热加热对副高形成的影响,认为洋面副高是由亚洲季风潜热强迫的且基本流的经向切变是洋面副高呈现东北—西南向倾斜的主要原因。而刘屹岷等(1999a)根据大气环流模式(GCM)的数值试验结果指出,夏半年陆面感热加热是形成 1000 hPa 洋面副高的关键因素。张亚妮等(2009a, 2009b)利用同一线性模式研究指出了 Chen 等(2001)研究存在的缺陷,并给出其与 GCM 结果(刘屹岷等, 1999a)不同的原因,证实地面副高中心并非由潜热加热所激发,但同时也重申了基本流影响潜热强迫的定常波的重要性。那么对于感热加热强迫下的定常波,基本流的影响又将如何?

在副热带地区,实际风场分布变化复杂,其对定常波的影响和作用更难以区分,因此,需要针对不同类型基本流进行单独讨论;此外,解析解不受分辨率的影响,能够较真实地反映近地层浅薄加热的作用。本研究将运用上述线性模型求取感热加热强迫下的解析解,并讨论理想热源下静止大气、均一基本流对定常波结构特征的作用,还将讨论牛顿冷却和地面摩擦对定常波振幅和位相的影响。

2 模式及解析解

2.1 模式

文中所用模式为准地转系统中 β 平面近似的线性定常位涡模式。为了考察地面摩擦的影响以及便于求解解析解,忽略了瑞利摩擦,考虑了埃克曼摩擦,与 Chen(2001)所用的模式一致,其控制方程为(Holton, 2004)

$$\frac{\partial \psi'}{\partial x} \bar{q}_y + \bar{u} \frac{\partial q'}{\partial x} + \bar{\partial} \rho_s^{-1} \frac{\partial}{\partial z} (\epsilon \rho_s \frac{\partial \psi'}{\partial z}) = \rho_s^{-1} \frac{\partial}{\partial z} (\epsilon \rho_s Q') \quad (1a)$$

边界条件取为

$$(\bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \delta) \frac{\partial \psi'}{\partial z} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \frac{\partial \psi'}{\partial x} + \gamma \nabla^2 \psi' = Q' \quad z = 0 \quad (1b)$$

$$\frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0 \quad y = \pm \frac{W}{2} \quad (1c)$$

$$\frac{\partial \psi'}{\partial z} = 0 \quad z = \infty \quad (1d)$$

式中, q' 和 ψ' 分别为准地转位涡和准地转流函数的扰动量, 且有 $q' = \nabla^2 \psi' + \rho_s^{-1} \frac{\partial}{\partial z} (\epsilon \rho_s \frac{\partial \psi'}{\partial z})$, $\bar{q}_y = \beta - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} - \rho_s^{-1} \frac{\partial}{\partial z} (\epsilon \rho_s \frac{\partial \bar{u}}{\partial z})$, $\epsilon = \frac{f_0^2}{N_s^2}$, $Q' = \frac{R}{c_p H f_0} J'$, $H^{-1} = -\frac{1}{\rho_s} \frac{\partial \rho_s}{\partial z}$, N_s^2 和 ρ_s 分别为参考态的静力稳度参数和空气密度, H 为标高, 取 8000 m, J' 为加热率 (单位: J/(kg · s)), R 为气体常数, c_p 为定压比热。 W 为 β 平面的宽度 (EQ—70°N), 其中心位于 35°N。上边界满足辐射条件 (定常时即为式 (1d)), δ 为牛顿冷却系数, 时间尺度取为 15 d, γ 为埃克曼拖曳系数。 $-\frac{W}{2}$ 和 $+\frac{W}{2}$ 分别为 β 平面的南、北边界。

2.2 解析解

当基本流和 ϵ 为常数时, 给定加热强迫, 式 (1) 可以给出解析解 (Chen, 2001)。与潜热加热型不同, 感热加热强迫时, 地面加热不为 0, 此时在下边界, 当 $\bar{u} = 0, \delta = 0, \gamma = 0$ 时式 (1b) 无法平衡, 因而感热加热强迫下不存在斯韦尔德鲁普 (Sverdrup) 解。当 $\bar{u}$ 和 δ 不同时为 0 时, 式 (1) 的解可设为

$$\begin{bmatrix} \psi' \\ Q' \end{bmatrix} = \text{Re} \left\{ e^{rz} \begin{bmatrix} \xi(z) \\ \Pi(z) \end{bmatrix} e^{ikx} \cos(ly) \right\} \quad (2)$$

式中, $k = \frac{2\pi}{L}$, $l = \frac{\pi}{W}$, 表示纬向和经向波数, L 和 W 分别为 β 平面的纬向长度和经向宽度。 $i = \sqrt{-1}$, $r = \frac{1}{2H}$ 。将式 (2) 代入 (1), 则 ξ 满足

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} + m^2 \xi = D \quad (3a)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial z} + \tau \xi = B \quad z = 0 \quad (3b)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial z} + r \xi = B \quad z = \infty \quad (3c)$$

式中,

$$m^2 = [\epsilon(iku + \delta)]^{-1} \{ (ik) [\beta - \bar{u}(k^2 + l^2)] \} - r^2 \quad (4a)$$

$$D = (iku + \delta)^{-1} (\Pi_z - r\Pi) \quad (4b)$$

$$\tau = r - (iku + \delta)^{-1} [\gamma(k^2 + l^2)] \quad (4c)$$

$$B = (iku + \delta)^{-1} (\Pi|_{z=0}) \quad (4d)$$

式 (3) 的解可写为

$$\xi(z) = F(z) + c_1 e^{imz} + c_2 e^{-imz} \quad (5)$$

式中

$$F(z) = F_2(z) - F_1(z) \quad (6a)$$

$$F_1(z) = \left(\frac{1}{2im} \right) \left[e^{imz} \int_z^\infty e^{-imz'} D(z') dz' \right] \quad (6b)$$

$$F_2(z) = \left(\frac{1}{2im} \right) \left[e^{-imz} \int_z^\infty e^{imz'} D(z') dz' \right] \quad (6c)$$

由于式 (5) 满足上边界条件, 将式 (5) 代入式 (3c) 则有

$$c_1(r + im)e^{imz} + c_2(r - im)e^{-imz} + \frac{dF(z)}{dz} + rF(z) = 0$$

在上边界, $\frac{dF(z)}{dz} = 0, F(z) = 0$, 且令 $m = m_r + im_i$

(m_r 和 m_i 分别为 m 的实部和虚部), 则有

$$c_2 = -\frac{r + im}{r - im} c_1 e^{i2mz} = -\frac{r + im}{(r - im)e^{2m_i z}} c_1 e^{i2m_r z}$$

若 m 不为纯实数, 且 $m_i > 0$ 时, 当 $z = \infty$ 时, 求得 $c_2 = 0$ 。再将式 (5) 代入下边界条件式 (3b), 求得 $c_1 =$

$$\frac{B}{\tau + im} - \frac{F'(0) + \tau F(0)}{\tau + im}, \text{ 令}$$

$$A = -\frac{F'(0) + \tau F(0)}{\tau + im} =$$

$$F_1(0) - \frac{\tau - im}{\tau + im} F_2(0) \quad (7a)$$

所以式 (3) 的解可写为

$$\xi(z) = F(z) + (A + \frac{B}{\tau + im}) e^{imz} \quad (7b)$$

式 (7b) 解表示加热强迫的定常波由两部分组成, 一部分为对加热的局地响应, 局限于热源区范围内, 另一部分为垂直传播响应, 向上传播并可伸展到热源区以上。 B 为下边界强迫, 由于感热加热在下边界不为 0, 故 $B \neq 0$ 。从上述求解过程可知, 该解有一定局限性, 即 m 不能为纯实数, 且 $m_i > 0$ 。图 1 为 m/r 随基本流及 δ 的变化情况 (Chen, 2001), 可以看出, 当 $\delta \neq 0$ 时, m 与基本流无关, 其虚部不为 0, 且大于 0 (图 1b); 当 $\delta = 0$ 、基本流大于 0 且小于约 38 m/s 时, m 为纯实数, 此时式 (7b) 不成立。因此, 文中所讨论的解析解不包括基本流为西风时无粘解的情况。

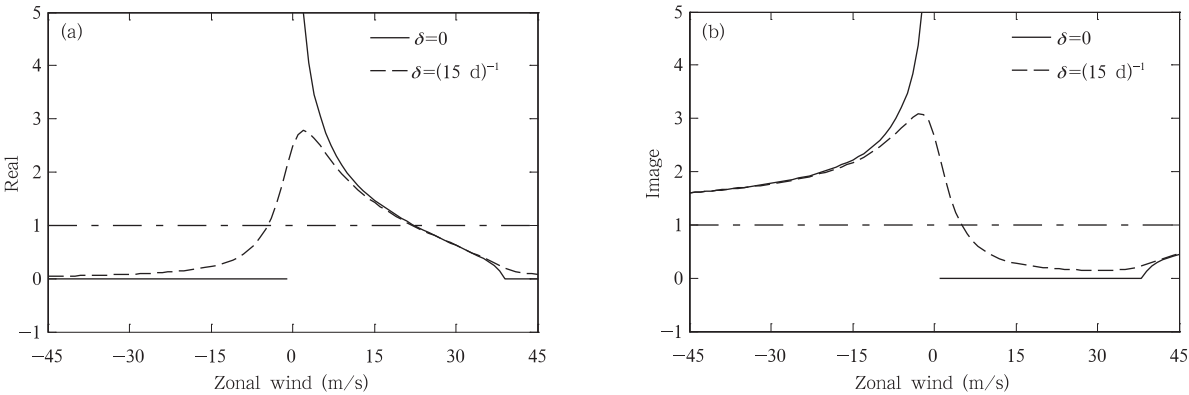


图 1 m/r 的实部(a)和虚部(b)随基本流的变化
Fig. 1 Variations of the real (a) and imaginary (b) part of m/r with the basic flow

3 纬向谐波型感热加热

给定感热加热 Q' 的分布后,便可求得式(1)的解析解。由于感热加热在地面最强,并随高度迅速减小,因此,采用垂直方向上按指数递减的函数给出,感热强迫的表达式如式(8)和(9)所示。纬向为 1 波强迫,经向为 1/2 波强迫,最大值在 35°N 。

$$Q' = \hat{Q}(z)\cos(kx)\cos(ly) \tag{8}$$

且

$$\hat{Q}(z) = \begin{cases} Q_0(e^{\frac{z_0-z}{K_m}} - 1) & z \leq z_0 \\ 0 & z > z_0 \end{cases} \tag{9}$$

式中, $z_0 = 3000\text{ m}$, $K_m = 1000\text{ m}$, 最大加热位于地面,随高度迅速减弱,到 3 km 减小为 0。若取最大加热率为 $6\text{ }^{\circ}\text{C/d}$, 将其转化为 $\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{s})$ 后代入

$$\hat{Q}(z) = \frac{R}{c_p H f_0} J', \text{ 则有 } \hat{Q}(z) = \frac{R}{c_p H f_0} \times 6 \times$$

$$\frac{c_p}{86400} = Q_0(e^{\frac{z_0-z}{K_m}} - 1), \text{ 此时由于 } z = 0, \text{ 则 } Q_0 \text{ 的表达}$$

式为 $Q_0 = \frac{1}{3.18 \times 86400 H f_0} R$ 。此外,由式(2)和(8)可得

$$\Pi(z) = e^{-rz} \hat{Q}(z) \tag{10}$$

将式(9)–(10)代入式(4b)和(4d),则有

$$D = \begin{cases} D_0[2r - (2r + \frac{1}{K_m})e^{\frac{z_0-z}{K_m}}]e^{-rz} & z \leq z_0 \\ 0 & z > z_0 \end{cases} \tag{11}$$

$$B = (ik\bar{u} + \delta)^{-1} Q_0(e^{\frac{z_0}{K_m}} - 1)$$

式中, $D_0 = (ik\bar{u} + \delta)^{-1} Q_0$ 。若设 $V_r = r + im, U_r = r - im$, 并令 $T_1(z) = e^{-im(z_0-z)}e^{-rz_0}, T_2(z) = e^{im(z_0-z)}e^{-rz_0}$, 将式(11)代入式(6b)和(6c),则有

$$F_1(z) = \begin{cases} \frac{D_0}{2im} \left[\frac{2r}{V_r}(e^{-rz} - T_1) + \frac{2r + \frac{1}{K_m}}{V_r + \frac{1}{K_m}}(T_1 - e^{-rz}e^{\frac{z_0-z}{K_m}}) \right] & z \leq z_0 \\ 0 & z > z_0 \end{cases} \tag{12a}$$

$$F_2(z) = \begin{cases} \frac{D_0}{2im} \left[\frac{2r}{U_r}(e^{-rz} - T_2) + \frac{2r + \frac{1}{K_m}}{U_r + \frac{1}{K_m}}(T_2 - e^{-rz}e^{\frac{z_0-z}{K_m}}) \right] & z \leq z_0 \\ 0 & z > z_0 \end{cases} \tag{12b}$$

$$F_1(0) = \frac{D_0}{2im} \left[\frac{2r}{V_r}(1 - e^{-V_r z_0}) - \frac{2r + \frac{1}{K_m}}{V_r + \frac{1}{K_m}}(e^{\frac{z_0}{K_m}} - e^{-V_r z_0}) \right] \tag{12c}$$

$$F_2(0)=\frac{D_0}{2im}\left[\frac{2r}{U_r}(1-e^{-U_r z_0})-\frac{2r+\frac{1}{K_m}}{U_r+\frac{1}{K_m}}(e^{\frac{z_0}{K_m}}-e^{-U_r z_0})\right]\tag{12d}$$

根据式(12),由式(6a)和(7a)求得 $F(z)$ 和 A , 代入式(7b)后便可得到感热强迫的定常波的垂直结构。设垂直方向上定常波的振幅为 $A_m(z)$,相角为 $\varphi_p(z)$,代入式(2),经向波峰处($\cos(l y)=1$)的流函数为

$$\psi'=A_m(z)\cos[kx+\varphi_p(z)]$$

此时位相为 $kx+\varphi_p(z)$,若设 0 位相对应的经度为 φ_{lon} ,则 $\varphi_{lon}=-\varphi_p(z)$,即脊所在的经度,这里称之为准地转流函数的位相,可以清楚地显示出反气旋中心位置随高度的变化,也可以反映相角的变化情况。

3.1 无粘解

若不考虑牛顿冷却项和埃克曼摩擦项,当基本流为 0 时,由于 $Q'|_{z=0}\neq 0$,则解不存在。下面主要讨论基本流不为 0 的情况。

图 2 给出了基本流为东风时无粘解的位相 (φ_{lon})和振幅随高度的变化,由此看出,无粘、东风时(图 2a、b)流函数在垂直方向上没有倾斜,表现为上、下层位相相反的第一斜压结构。其位相大约在 2 km 处发生 180°跳变,2 km 以下(上),反气旋中心位于 90°E(90°W),处于加热中心(0°)以东(西) $\frac{1}{4}$ 波长处,且位相的这种变化特征与风速大小无关。振幅随高度的变化(图 2c)显示,在 2 km 以下,振幅随高度快速减小,而在 2 km 以上,振幅变化受基本流影响较大。东风时振幅变化较为复杂,在大约 3 km 处存在一个极大值,而后随高度减小,到高层衰减为 0。

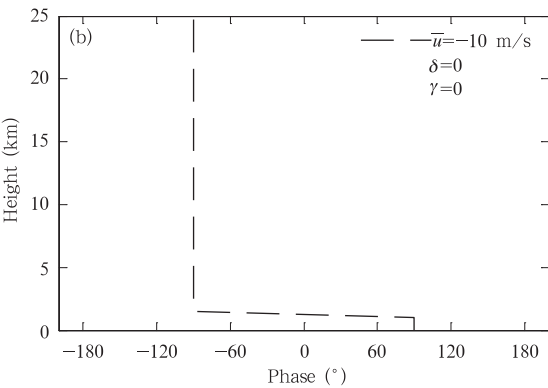
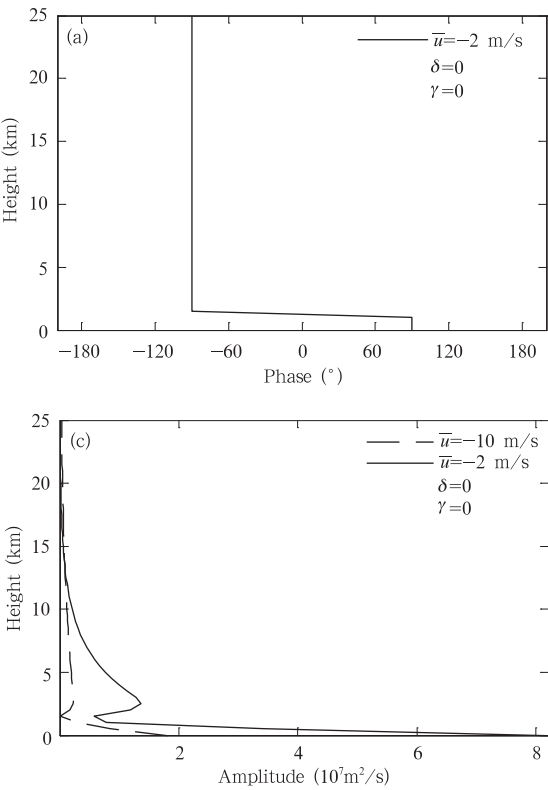


图 2 基本流为东风时无粘解位相(a、b)(φ_{lon})和振幅(10^7 m²/s)(c)随高度的变化 (实线和虚线分别代表基本流为 -2 和 -10 m/s 的情况)
Fig. 2 Vertical variations of the phase (φ_{lon}) (a, b) and amplitude (c) of the inviscid solutions for $\bar{u} = -2$ m/s (solid) and $\bar{u} = -10$ m/s (dashed)

3.2 牛顿耗散项的作用

Chen(2001)在潜热加热强迫的副热带定常波研究中指出,牛顿冷却项对定常波有重要影响,当背

景流很弱时其作用最明显。从准地转流函数的位相变化看(图 3a),基本流越强,位相变化越接近无粘解(图 2),牛顿冷却项的影响越小;基本流越弱,与

无粘解的差别越大,牛顿冷却项的作用越大。从振幅变化看,当基本流为 -2 m/s 时,地面处振幅由无粘解时的 $8.2\times 10^7\text{ m}^2/\text{s}$ (图2c实线)减弱至 $3.9\times 10^7\text{ m}^2/\text{s}$ (图3c实线),而基本流为 -10 m/s 时地面处振幅变化较小。总之,背景流较弱时,牛顿冷却项(粘性项)的作用显著增强,而当背景流增强时其影响减弱。

此外,当考虑牛顿冷却项时,可以求得西风基本流时($0<\bar{u}<\bar{u}_c\approx 38\text{ m/s}$)的解析解,其位相和振幅变化如图3b和d所示。西风时流函数在垂直方向上向西倾斜,且风速越小,倾斜角度越大,但在近地面,倾斜角度随风速的变化不大(图3b)。振幅随高度的变化显示(图3d),在低层,振幅变化与东风时(图3c)相似,在高层则不同,西风时振幅大于东风

时,且随着风速的增大,振幅随高度有增大趋势。

牛顿冷却项的作用与基本流的关系可以从准地转位涡平衡方程(式(1a))加以解释。由于感热外强迫固定不变,当基本流很小时,位涡平流项显著减弱,主要由牛顿冷却项来平衡感热加热的位涡制造,此时与无粘解的差别最明显。相反,当基本流增大、平流项增强时,则主要由平流项平衡感热外强迫,牛顿冷却项的作用显著减弱,其解接近于无粘解。

对比东风基本流作用下有、无牛顿冷却项时流函数的位相和振幅发现,牛顿冷却项使地面系统中心向上风方向移动,即东风时向东移,其原因将在后文中分析。作为耗散项,牛顿冷却项对高、低层系统均有削弱作用,这与地面摩擦不同。下面将讨论地面摩擦对定常波的影响。

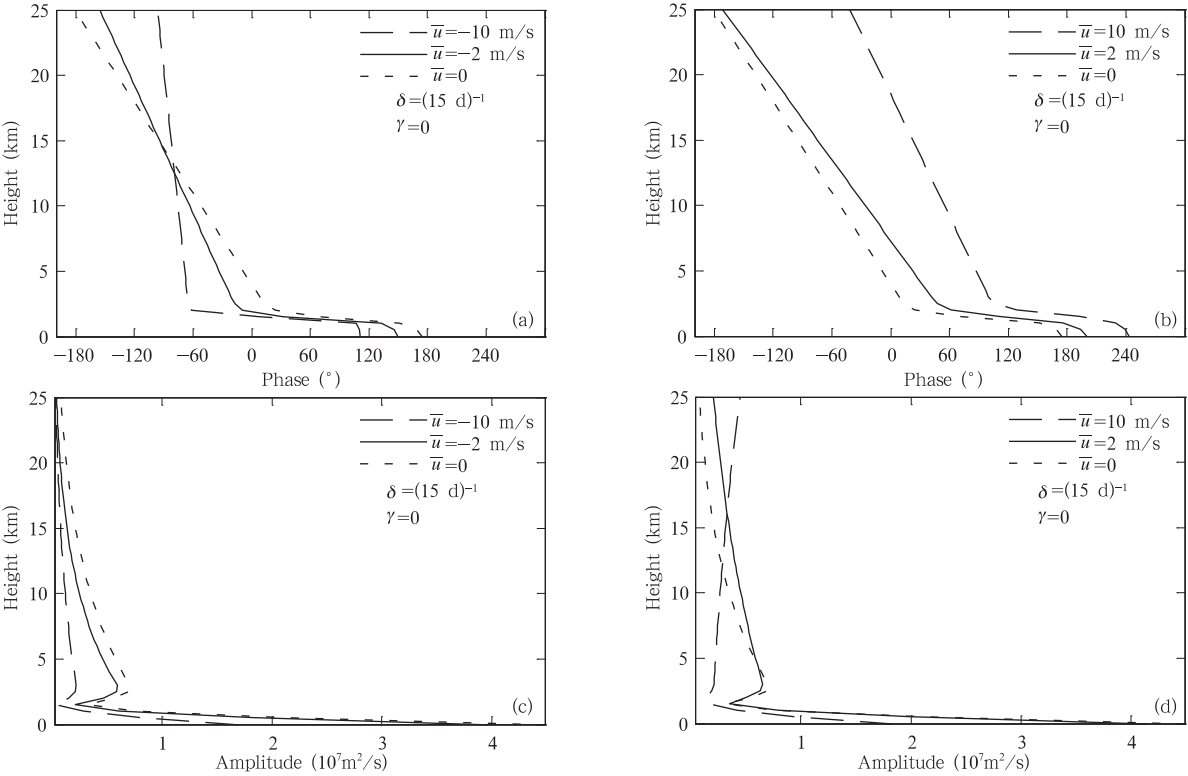


图3 基本流为0及东风(a、c)和西风(b、d)时粘性解的位相(φ_{lon})(a、b)和振幅(c、d)随高度的变化($\delta=(15\text{ d})^{-1}$, $\gamma=0$)

Fig. 3 Vertical variations of the phase (φ_{lon}) (a, b) and amplitude (c, d) of the solutions for the easterly (a, c) and westerly (b, d) basic flow with $\delta=(15\text{ d})^{-1}$ and $\gamma=0$

3.3 地面摩擦的作用

地表感热加热能激发出地面气旋,在近地层摩擦的影响下,大气受到地面反作用于大气的反气旋

性涡度强迫。根据热力适应理论(吴国雄等,2000),在热力适应的准平衡态,摩擦通过底边界施加给大气柱的负涡度除了补偿气柱中非绝热加热的正涡度

制造外,还通过侧边界的辐散气流及上边界的上冲气流向四周及高层大气排放,成为大气中的负涡度源。因此,地面摩擦反作用于大气的负涡度一方面减弱了感热强迫的地面气旋,另一方面增强了“热低压”上空的反气旋性环流。上述理论已在大气环流模式中得以体现,发现高原上表面摩擦可增强青藏高原(李伟平等,2001)。当外强迫为地面冷却时,边界层内的摩擦则成为大气中的正涡度源,其作用是减弱地面反气旋和增强“冷高压”上空的气旋。

在边界层,摩擦通过埃克曼层顶的抽吸速度影响自由大气。因而,若要考虑边界层内摩擦的作用,简单的方法是令下边界垂直速度不为 0,且由下式给出

$$W_E = \frac{1}{2} h_E \zeta_g$$

(13)

即为埃克曼抽吸速度。其中, h_E 为埃克曼标高, ζ_g 为自由大气内的地转涡度。将其代入定常线性热力学方程,可得到下边界条件式(1b)中 γ 的表达式

$$\gamma = \frac{h_E}{2} \frac{N_s^2}{f_0}$$

(14)

对于 $\zeta_g \sim 10^{-5}/s$, $f \sim 10^{-4}/s$, 和 $h_E \sim 1\text{ km}$ 的典型天气尺度系统来讲,由式(13)可得抽吸速度的量级为 10^{-3} m/s ,进一步估算出埃克曼拖曳系数 γ 的量级为 10^2 m/s ,其比瑞利摩擦大得多。

图 4 为不同背景流时摩擦项对定常波振幅的影响,同时给出无摩擦 $\gamma = 0$ (图 4 中虚线)时的结果,对比发现,摩擦项使低层系统减弱,中高层系统增强,且随着 γ 的增大,加热强迫时向上输送负涡度也增大,使地面气旋更弱、中高层反气旋更强。

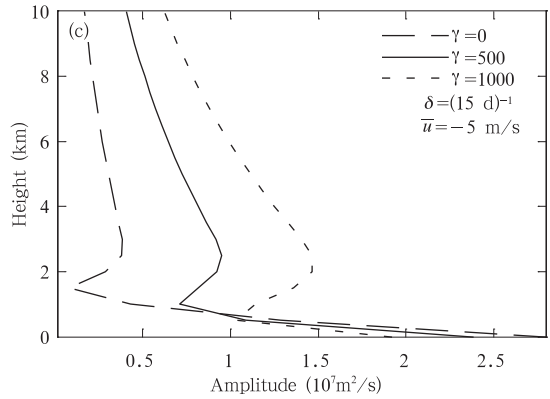
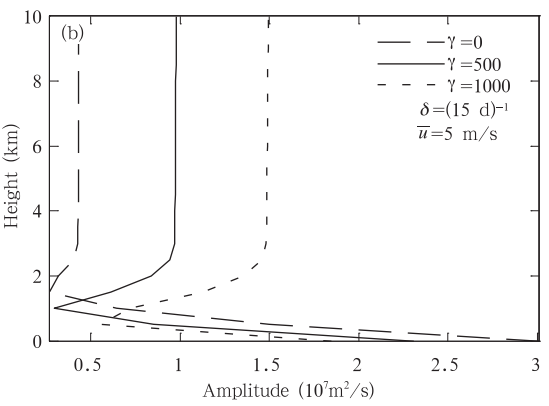
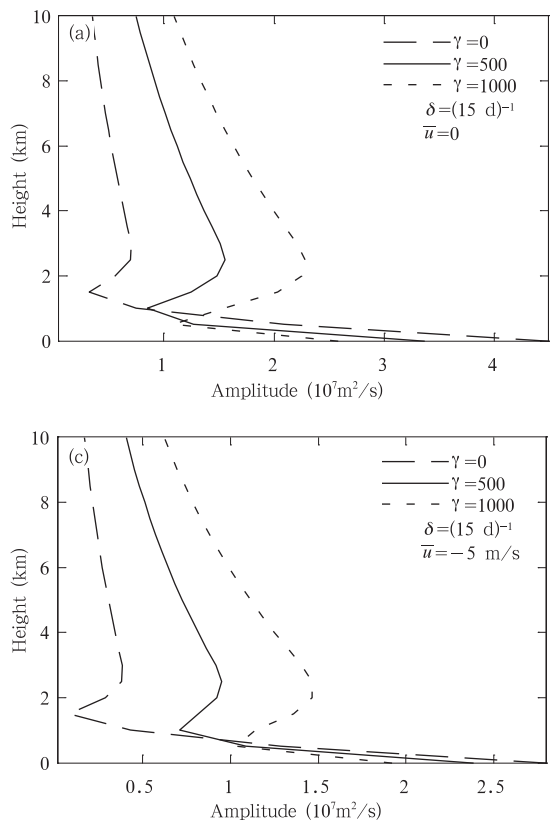


图 4 基本流为 0(a)、5 m/s(b)和 - 5 m/s(c)时,地面摩擦对准地转流函数振幅的影响(虚线、实线和点线分别代表 $\gamma = 0, 500$ 和 1000 时的情况)
Fig. 4 Amplitudes of the solutions for $\bar{u} = 0\text{ m/s}$ (a), 5 m/s (b), $- 5\text{ m/s}$ (c) with $\gamma = 0$ (dashed), 500 (solid) and 1000 (dotted) and $\delta = (15d)^{-1}$

潜热加热的地面加热率为 0,在下边界 θ 面与地面平行,加热引起的垂直速度为 0。若不考虑边界层摩擦的影响,则取垂直速度为 0 的下边界条件是合理的。对感热加热而言,地面加热率不为 0, θ 面下凹、与地面相交,垂直速度不为 0,此时若 $\gamma = 0$,

相当于给出了不合理的下边界条件,即在下边界垂直速度为 0,这样抵消加热作用的上升降温过程被忽略,所以地面加热作用被放大,产生的地面气旋很强,远强于其上层的反气旋(图 3c)。当 $\gamma \neq 0$ 时,表示在下边界垂直速度不为 0,能部分抵消加热的作

用,当 γ 增强时(如 $\gamma=1000$),抵消地面加热的上升降温作用增强,此时地面气旋显著减弱,上层反气旋显著增强(图4点线)。

上述加入地面摩擦的研究,与热力适应理论分析一致,感热加热时由底边界向大气输送负涡度,改变系统强度。

4 纬向局地感热加热

局地型感热加热场设为

$$Q' = \hat{Q}(z)X(x)\cos(l_y) \tag{15}$$

式中,

$$X(x) = \begin{cases} \cos\left(\frac{x-52.5}{105}\pi\right) & 0^\circ \leq x \leq 105^\circ\text{E} \\ 0 & \text{其他} \end{cases} \tag{16}$$

$\hat{Q}(z)$ 同式(8),加热区位于 $0^\circ\text{--}105^\circ\text{E}$,最大值位于 52.5°E ,并以余弦形式向东、西两侧递减。将 $X(x)$ 在纬向上按谐波展开,并求取各个谐波强迫时对应

的解,然后将各个谐波解叠加,即可得到纬向局地感热加热强迫的解析解。这里取70波截断。

4.1 无粘解

不考虑牛顿冷却和埃克曼摩擦时,东风基本流中大气对纬向局地感热加热的无粘响应如图5所示。在近地层以加热中心为界,其西侧为气旋、东侧为反气旋,呈现纬向对称分布,且气旋和反气旋中心位于地面。此外,随着基本流的增强,响应流场减弱。因为此时在下边界必须由纬向冷平流平衡地面加热(式(1b)),即东风时为东冷西暖,激发出东侧的反气旋和西侧的气旋。当风速增大时,对于同样的温度平流,则温度的纬向梯度减小,对应小的温度扰动,从而使响应流场减弱。在垂直方向上,定常波被截获在对流层内,且呈现出上、下层位相相反的第一斜压结构。无粘解上、下层反位相的垂直特征与潜热加热强迫的定常波结构相似(Chen, 2001),不同之处为此处低层系统局限在近地面很低的范围内。

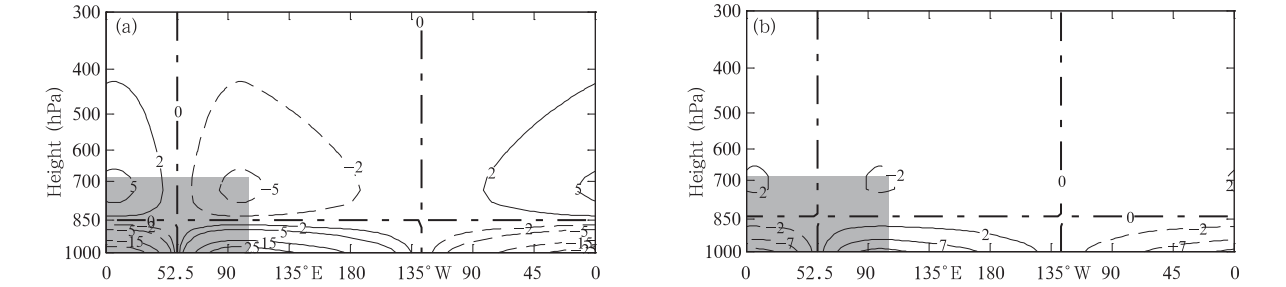


图5 基本流为 -2 m/s (a)、 -5 m/s (b)时,局地感热加热强迫的无粘解的准地转流函数的垂直剖面(单位: $10^6\text{ m}^2/\text{s}$,阴影为加热区)

Fig. 5 Vertical cross sections of the quasi-geostrophic stream function forced by local sensible heating for the inviscid solutions on zonal flows of $\bar{u} = -2\text{ m/s}$ (a) and -5 m/s (b) (unit: $10^6\text{ m}^2/\text{s}$. The region of heating is shaded)

4.2 牛顿冷却作用下的粘性解

对于纬向局地感热加热强迫下的粘性解,着重讨论牛顿冷却影响下的定常波的结构特征。图6为局地感热加热强迫的准地转流函数的垂直剖面。静止大气中(图6a),在热源范围内的近地层为气旋式环流,其中心位于地面加热中心附近略偏西的位置。850 hPa以上为弱的反气旋式环流,中心位于700 hPa附近。在垂直方向上表现为上、下层反位相的第一斜压模态。在热源区以外,情况相反。

当基本流为0时,利用静力近似,边界条件式(1b)简化为

$$\delta \frac{\partial \psi'}{\partial z} = \delta \frac{R}{Hf_0} T' = Q' \tag{17}$$

表示地面加热由牛顿冷却项平衡,强迫出与热源分布一致的温度扰动。加热区温度升高,产生上升运动,近地面气流辐合,根据涡度方程 $\partial \zeta_z / \partial t \propto -(\zeta_z + f) \nabla \cdot \mathbf{V}$,则 $\partial \zeta_z / \partial t > 0$,表明气旋式环流被激发,且其中心位于热源中心。但是考虑到地转涡度平流作用,在气旋中心西(东)侧为北(南)风,输送正(负)地转涡度,使西侧(东侧)的气旋性环流增强(减弱),从而使气旋中心西移,位于加热中心以西。

在近地层以上,式(1a)简化为

$$\beta v' + \delta \rho_s^{-1} \frac{\partial}{\partial z} (\epsilon \rho_s \frac{\partial \psi'}{\partial z}) = \rho_s^{-1} \frac{\partial}{\partial z} (\epsilon \rho_s Q') \tag{18}$$

表明负位涡制造是由地转涡度输送和牛顿冷却项平

衡。由于地面加热率不为 0,并由牛顿冷却项来抵消(式(17)),因而冷却项不是小项,主要平衡加热的

位涡制造及由 β 项引起的涡度变化,与潜热加热不同(张亚妮等,2009a)。

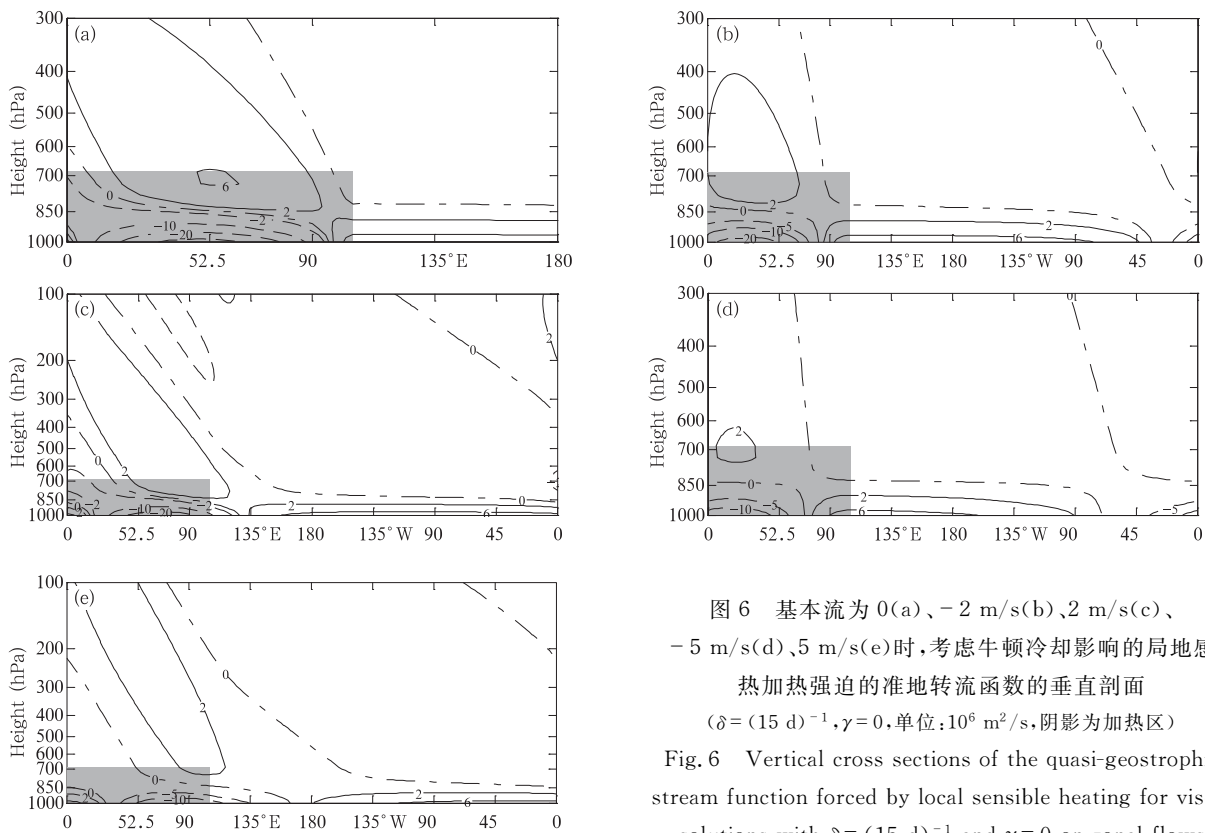


图 6 基本流为 0(a)、-2 m/s(b)、2 m/s(c)、-5 m/s(d)、5 m/s(e)时,考虑牛顿冷却影响的局地感热加热强迫的准地转流函数的垂直剖面 ($\delta = (15 \text{ d})^{-1}$, $\gamma = 0$, 单位: $10^6 \text{ m}^2/\text{s}$, 阴影为加热区)

Fig. 6 Vertical cross sections of the quasi-geostrophic stream function forced by local sensible heating for viscous solutions with $\delta = (15 \text{ d})^{-1}$ and $\gamma = 0$ on zonal flows of $\bar{u} = 0$ (a), -2 m/s (b), 2 m/s (c), -5 m/s (d), 5 m/s (e) (unit: $10^6 \text{ m}^2/\text{s}$. The region of heating is shaded)

西风基本流时纬向局地感热加热强迫的粘性解流函数如图 6c、e 所示。在近地层,西(东)侧为反气旋(气旋)。随着风速的增大,气旋和反气旋强度减弱。在垂直方向上呈现出向上的传播特征。

当基本流不为 0 时,边界条件式(1b)简化为

$$\bar{u} \frac{\partial T'}{\partial x} + \delta T' = \frac{H f_0}{R} Q' \tag{19}$$

此时温度冷平流和牛顿冷却项来平衡地面加热。与静止大气相比,冷却项的作用减弱,地面气旋强度减小(图 6b—e)。当东(西)风增大时,平流作用增强,冷却项减弱,地面气旋更弱。随着东(西)风基本流的增大、温度平流作用的增强、牛顿耗散项的减弱,地面气旋和反气旋中心由静止大气时的中心位置向西(东)移动。当基本流为东风时,随着基本流的增大,与无粘解相比(图 5),粘性解地面系统中

心逐渐接近无粘解,但仍位于无粘解地面系统中心以东。这些与纬向谐波型感热加热强迫的结果一致,说明了粘性作用使地面气旋和反气旋中心向上风方向移动。因为无粘时,地面加热由冷平流抵消(式(19)),在加热中心平流最大,以平衡强的加热强迫,则东风时强迫的正温度扰动中心和气旋中心位于热源中心西侧(图 5)。而当考虑牛顿冷却时,由于其最大值位于气旋中心(正温度扰动中心),打破了气旋中心由弱的温度平流和弱的加热强迫建立的平衡关系,需要更强的加热来平衡,从而迫使气旋中心向加热大值区移动,即东风时向东移。在地面反气旋中心为负的温度扰动中心,牛顿冷却项达负的最大值,打破了反气旋中心由弱的温度平流和弱的加热强迫建立的平衡关系,需要更弱的加热(或冷却)来平衡,从而迫使反气旋中心向加热小值区移

动,对应东风时向东移。

此外,感热加热强迫的地面气旋和反气旋在东、西风平流作用下向下游的移动基本上是对称的。首先,地面气旋强度随东、西风风速的增大均减弱,东风时略小于西风时(图 7a)。其次,对于相同大小的

东、西风基本流,在平流作用的影响下,地面气旋向下风方向移动的距离基本相同(图 7b)。该特征与潜热加热时的非对称性特征显著不同(张亚妮等, 2009a,2009b),可能是位涡平衡机制不同引起的。

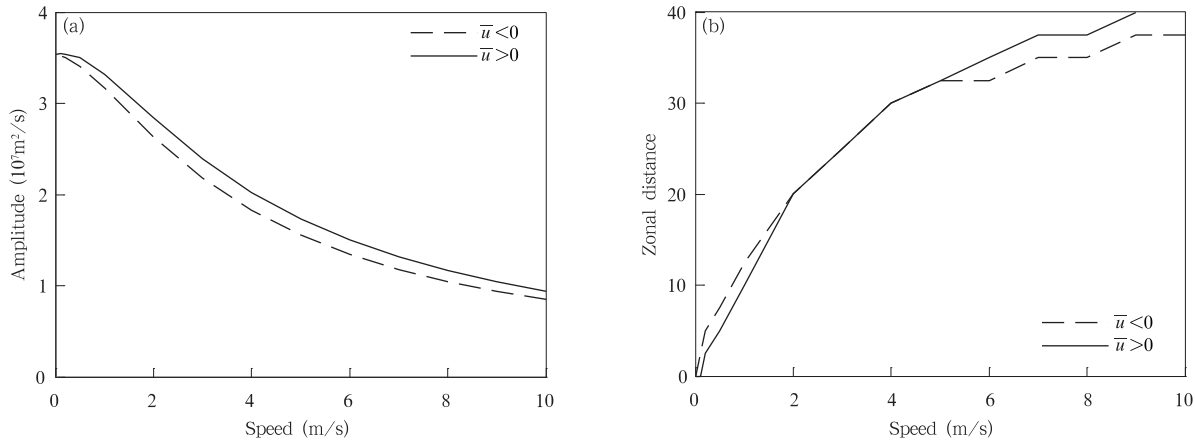


图 7 不同基本流作用下地面气旋中心强度(a)及其向下游平移的经距(b)
(实线和虚线分别代表西风和东风时的情况)

Fig. 7 Variations of the amplitude (a) and the zonal distance (b) which the surface cyclone moves downstream with different basic flows
(solid and dashed lines denote the westerly and easterly basic flow respectively)

5 辐射冷却强迫下的地面反气旋

副热带大陆西部为强感热加热,而在副热带大洋东部则是以强辐射冷却为主(Wu, et al, 2003),主要位于 850 hPa 以下,通常降温率可以达到 $6^{\circ}\text{C}/\text{d}$,是对流层低层强的负涡度源,对副热带洋面反气旋的形成有非常重要的影响。Liu 等(2004)认为正是辐射冷却的作用使洋面副高中心东移、偏向大洋东部。这里给定理想的冷却垂直廓线,讨论基本流对辐射冷源强迫的地面反气旋的影响。

辐射冷却的垂直分布形式由式(15)给出, $\hat{Q}(z)$ 和 $X(x)$ 为

$$\hat{Q}(z) = \begin{cases} Q_0(e^{\frac{z_0-z}{K_m}} - 1) & z \leq z_0 \\ 0 & z > z_0 \end{cases} \quad (20)$$

$$X(x) = \begin{cases} \cos\left(\frac{x-220}{40}\pi\right) & 200^{\circ}\text{E} \leq x \leq 240^{\circ}\text{E} \\ 0 & \text{其他} \end{cases} \quad (21)$$

式中, $z_0 = 6000 \text{ m}$, $K_m = 1000 \text{ m}$,最大冷却率为 $6^{\circ}\text{C}/\text{d}$

且位于地面,随高度迅速减弱,至 6 km 减小为 0,参考第 3 节 Q_0 的计算过程,则 $Q_0 = -\frac{R}{67 \times 86400 H f_0}^{\circ}$ 。冷源纬向范围为 $160^{\circ}\text{--}120^{\circ}\text{W}$,中心位于 140°W ,并以余弦形式向东、西两侧递减。

图 8 为不同基本流作用下辐射冷却强迫的准地转流函数的垂直剖面,与感热加热情况相反,失热范围内近地层为强大的地面高压,近地层以上为弱的低压系统。在静止大气中,地面反气旋中心位于冷却中心略偏西的位置(图 8a)。东风基本流时反气旋由静止大气时的中心位置向西移动,西风时向东移,而且反气旋及其上层的气旋强度均随着基本流增大而减弱。由于给定的辐射冷却是按指数随高度升高递减,约在 2 km 小于 $1^{\circ}\text{C}/\text{d}$ 。因而地面反气旋局限于近地层,垂直高度低。对于前面的感热加热,也存在类似的情况。

考虑地面摩擦作用后,地面反气旋减弱,其上层的气旋增强(图 9),此时摩擦成为大气中重要正涡度源,其作用随着加热性质的改变而改变,加热为正(负)时是负(正)涡度源。

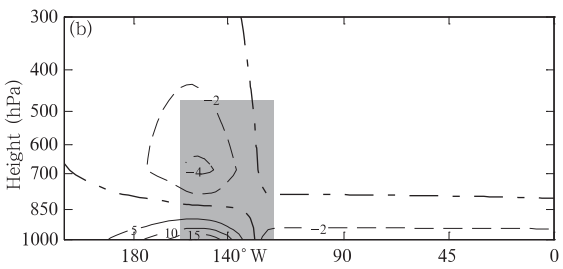
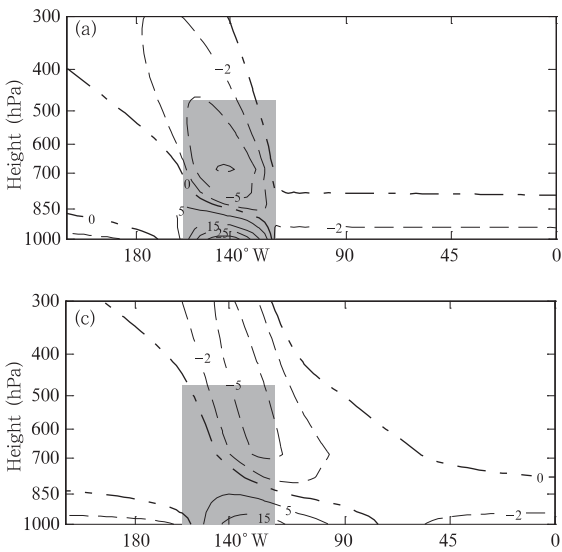


图 8 基本流为 0(a)、-2 m/s(b)、2 m/s(c)时，辐射冷却强迫的准地转流函数的垂直剖面 (单位: $10^6 \text{ m}^2/\text{s}$, $\delta = (15 \text{ d})^{-1}$, $\gamma = 0$, 阴影为冷却区)

Fig. 8 Vertical cross sections of the quasi-geostrophic stream function for solutions forced by radiation cooling with $\delta = (15 \text{ d})^{-1}$ and $\gamma = 0$ on zonal flows of $\bar{u} = 0$ (a), -2 m/s (b) and 2 m/s (c) (unit: $10^6 \text{ m}^2/\text{s}$. The region of cooling is shaded)

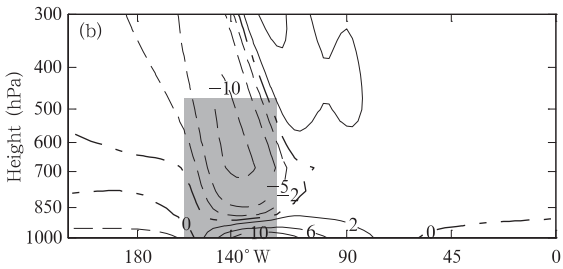
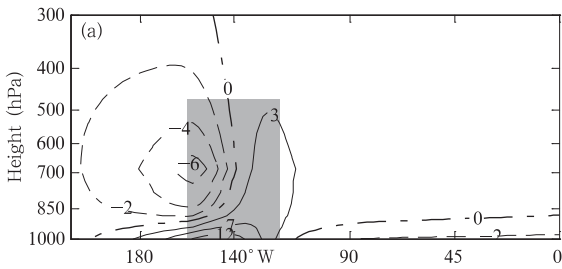


图 9 基本流为 -2 m/s(a)、2 m/s(b)时,考虑地面摩擦影响的辐射冷却强迫的准地转流函数的垂直剖面 (单位: $10^6 \text{ m}^2/\text{s}$, $\delta = (15 \text{ d})^{-1}$, $\gamma = 500$, 阴影为冷却区)

Fig. 9 Vertical cross sections of the quasi-geostrophic stream function for solutions forced by radiation cooling with $\delta = (15 \text{ d})^{-1}$ and $\gamma = 500$ on zonal flows of $\bar{u} = -2 \text{ m/s}$ (a) and 2 m/s (b) (unit: $10^6 \text{ m}^2/\text{s}$. The region of cooling is shaded)

6 结论与讨论

通过求取定常线性准地转位涡模型的解析解,展示了副热带感热加热驱动的定常波的结构特征,并讨论了基本流、牛顿冷却及地面摩擦等对定常波振幅和位相的影响。

结果表明,基本流对感热加强强迫的定常波有重要影响。东风时定常波在垂直方向上被截获,表现为上、下层反位相的第一斜压结构,且地面系统远强于中高层;西风时定常波在垂直方向上呈现出向上的传播特征,在高层,随着风速增大振幅随高度的升高有增大趋势。在近地层,东风时气旋(反气旋)主体位于加热西(东)侧;西风时气旋(反气旋)主体位于加热东(西)侧,近地层以上相反。

牛顿冷却对定常波的振幅和位相有重要影响,基本流越弱影响越显著。在静止大气中,感热加热强迫下不存在无粘解(斯韦尔德鲁普解),考虑牛顿冷却时的粘性解在垂直方向上表现为上、下层反位相的第一斜压结构,在热源区内近地层为气旋式环流、中上层为反气旋式环流,热源区外相反,且地面气旋中心位于加热中心略偏西的位置。在非静止大气中,牛顿冷却项使地面系统中心向上风方向移动,东风时向东移。作为耗散项,它对高、低层系统均有削弱作用。这与地面摩擦不同,地面摩擦总会使低层系统减弱,高层系统增强。

地面感热强迫下的副热带环流在东、西风基本流的作用下具有对称性特征。首先,地面气旋强度随东、西风基本流的增大均减弱;其次,东(西)风时

地面气旋从静止大气时的中心位置向西(东)移动,对于相同大小的东、西风基本流,地面气旋向下风方向移动的距离基本相同。

文中感热强迫的解析解是在特定假设条件下给出的,存在一定局限性。比如,基本流的影响仅仅讨论了常数情况,加热场在经向上是波长为 $2W$ (W 为 β 平面的宽度)的谐波分布,这些均与实际不符。若考虑基本流的垂直切变和经向切变以及给定与北半球夏季副热带感热加热分布相近似的加热强迫,对定常波的结构特征有何影响? 夏季洋面副高的“三角形偏心”特征的形成是否与加热型及基本流的切变有关? 这些均需继续深入研究和探讨。此外,对于基本流为西风时的无粘解,无法求取解析解,文中有些结论(如牛顿冷却项使地面系统中心向上风方向移动)对西风时是否成立,尚需通过数值解进行进一步研究。

参考文献

- 段安民, 刘屹岷, 吴国雄. 2003. 4~6 月青藏高原热状况与盛夏东亚降水和大气环流的异常. 中国科学(D 辑), 33(10): 997-1004. Duan A M, Liu Y M, Wu G X. 2005. Heating status of the Tibetan Plateau from April to June and rainfall and atmospheric circulation anomaly over East Asia in midsummer. Sci China Ser D: Earth Sci, 48(2): 250-257 (in Chinese)
- 胡江林, 朱乾根. 1993. 青藏高原感热加热对 7 月份大气环流和亚洲夏季风影响的数值试验. 热带气象学报, 9(1): 78-84. Hu J L, Zhu Q G. 1993. Numerical experiments with effects of sensible heating of the Tibetan Plateau on July atmospheric general circulation and summer monsoon in Asia. J Trop Meteor, 9(1): 78-84 (in Chinese)
- 李伟平, 吴国雄, 刘屹岷等. 2001. 青藏高原表面过程对夏季青藏高原高压的影响——数值试验. 大气科学, 25(6): 809-816. Li W P, Wu G X, Liu Y M, et al. 2001. How the surface processes over the Tibetan Plateau affect the summertime Tibetan Anticyclone - Numerical experiments. Chinese J Atmos Sci, 25(6): 809-816 (in Chinese)
- 刘屹岷, 刘辉, 刘平等. 1999a. 空间非均匀加热对副热带高压形成和变异的影响 II: 陆面感热与东太平洋副高. 气象学报, 57(4): 385-396. Liu Y M, Liu H, Liu P, et al. 1999a. The effect of spatially nonuniform heating on the formation and variation of subtropical high Part II: Land surface sensible heating and East Pacific Subtropical High. Acta Meteor Sinica, 57(4): 385-396 (in Chinese)
- 刘屹岷, 吴国雄, 刘辉等. 1999b. 空间非均匀加热对副热带高压形成和变异的影响 III: 凝结潜热加热与南亚高压及西太平洋副高. 气象学报, 57(5): 525-538. Liu Y M, Wu G X, Liu H, et al. 1999b. The effect of spatially nonuniform heating on the formation and variation of subtropical high Part III: Condensation heating and South Asia High and Western Pacific Subtropical High. Acta Meteor Sinica, 57(5): 525-538 (in Chinese)
- 吴国雄, 刘屹岷, 刘平. 1999. 空间非均匀加热对副热带高压带形成和变异的影响 I: 尺度分析. 气象学报, 57(3): 257-263. Wu G X, Liu Y M, Liu P. 1999. The effect of spatially nonuniform heating on the formation and variation of subtropical high I: Scale analysis. Acta Meteor Sinica, 57(3): 257-263 (in Chinese)
- 吴国雄, 刘屹岷. 2000. 热力适应、过流、频散和副高 I: 热力适应和过流. 大气科学, 24(4): 433-446. Wu G X, Liu Y M. 2000. Thermal adaptation, overshooting, dispersion, and subtropical anticyclone Part I: Thermal adaptation and overshooting. Chinese J Atmos Sci, 24(4): 433-446 (in Chinese)
- 晏红明, 杨辉, 王灵等. 2010. 印度半岛热力变化对亚洲季风环流异常的影响. 高原气象, 29(6): 1452-1463. Yan H M, Yang H, Wang L, et al. 2010. The impact of surface thermal variation over Indian Peninsula on Asian monsoon circulation anomaly. Plateau Meteor, 29(6): 1452-1463 (in Chinese)
- 张亚妮, 刘屹岷, 吴国雄. 2009a. 线性准地转模型中副热带环流对潜热加热的定常响应 I: 基本性质及特征分析. 大气科学, 33(4): 868-878. Zhang Y N, Liu Y M, Wu G X. 2009a. Stationary response of the subtropical circulation to latent heating in a linear quasigeostrophic model. I: Basic quality and characteristic analysis. Chinese J Atmos Sci, 33(4): 868-878 (in Chinese)
- 张亚妮, 刘屹岷, 吴国雄. 2009b. 线性准地转模型中副热带环流对潜热加热的定常响应 II: 边界约束及风场与层结稳定度的自适应. 大气科学, 33(5): 891-902. Zhang Y N, Liu Y M, Wu G X. 2009b. Stationary response of the subtropical circulation to latent heating in a linear quasigeostrophic model. II: Boundary restriction and self-adaptation of basic flow and stratified stability. Chinese J Atmos Sci, 33(5): 891-902 (in Chinese)
- Chen P. 2001. Thermally forced stationary waves in a quasigeostrophic system. J Atmos Sci, 58(12): 1585-1594
- Chen P, Hoerling M P, Dole R M. 2001. The origin of the subtropical anticyclones. J Atmos Sci, 58(13): 1827-1835
- Dickinson R E. 1980. Orographic Effects in Planetary Flows. GARP Publication Series, No. 23. Geneva: WMO, 450pp.
- Duan A M, Li F, Wang M R, et al. 2011. Persistent weakening trend in the spring sensible heat source over the Tibetan Plateau and its impact on the Asian summer monsoon. J Climate, 24(21): 5671-5682
- Duan A M, Wang M R, Lei Y H, et al. 2013. Trends in summer rainfall over China associated with the Tibetan Plateau sensible heat source during 1980-2008. J Climate, 26(1): 261-275
- Egger J. 1978. On the theory of planetary standing waves. Beitr Phys Atmos, 51: 1-14
- Held I M. 1983. Stationary and quasi-stationary eddies in the extra-

tropical troposphere: Theory // Hoskins B J, Pearce R. Large-scale Dynamical Processes in the Atmosphere. New York: Academic Press, 127-168

Holton J R. 2004. An Introduction to Dynamic Meteorology. 4th ed. San Diego: Academic Press, 251-254

Liu Y M, Wu G X, Ren R C. 2004. Relationship between the subtropical anticyclone and diabatic heating. J Climate, 17(4): 682-698

Manabe S, Terpstra T B. 1974. The effects of mountains on the general circulation of the atmosphere as identified by numerical experiments. J Atmos Sci, 31(1): 3-42

Roads J Q. 1982. Forced, stationary waves in a linear, stratified, quasi-geostrophic atmosphere. J Atmos Sci, 39(11): 2431-2449

Smagorinsky J. 1953. The dynamical influence of large-scale heat sources and sinks on the quasi-stationary mean motions of the atmosphere. Quart J Roy Meteor Soc, 79(341): 342-366

Webster P J. 1972. Response of the tropical atmosphere to local, steady forcing. Mon Wea Rev, 100(7): 518-541

Wu G X, Liu Y M. 2003. Summertime quadruplet heating pattern in the subtropics and the associated atmospheric circulation. Geophys Res Lett, 30(5), doi: 10.1029/2002GL016209