

受对流边界层影响的过山气流

齐 瑛

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

傅抱璞

(南京大学大气科学系, 南京 210008)

摘要 建立了一个自由大气与对流边界层相耦合的解析模式, 利用该模式系统地讨论了对流边界层对过山气流的影响.

关键词 过山气流, 对流边界层, 解析模式, 地形动力强迫, 地形热力强迫

一、引言

大气边界层对过山气流的重要作用已引起了国内外有关学者的广泛关注. 但是, 目前人们仅注意到大气边界层内的摩擦作用^[1,2]和大气边界层内加热源作用^[3,4]. 众所周知, 大气边界层不仅直接受到地表的加热作用和地面的摩擦作用, 而且其本身内部常常具有强烈的湍流混合作用和明显的层结日变化. 大气边界层内强烈的湍流混合与挟卷作用将影响各气象要素的再分布, 而不同的大气层结配置又直接影响地形波在垂直方向的传播. 因此, 全面讨论大气边界层的存在对过山气流的影响更能客观地揭示过山气流与大气边界层之间的内在联系.

本文取大气边界层为充分混合的对流边界层, 建立了一对流边界层与自由大气相耦合的解析模式, 利用该模式系统讨论了对流边界层对过山气流的影响.

二、耦合模式

1. 基本方程组

假设盛行气流的水平风速和位温递增率在垂直方向均一, 模式地形在 y 方向无变化. x 方向的水平特征尺度与 Rossby 变形半径相比很小, 可忽略柯氏力作用; 而地形的垂直特征尺度与水平特征尺度相比又很小, 那么据 Banta^[5,6] 的实测资料分析和数值模拟结果: 在缓变的地形上, 当地表受到足够加热以后, 由地形引起的动力以及热力扰动均可视为叠加在盛行气流之上的小扰动. 我们可分别在充分混合的对流边界层以及自由大气层内建立线性化扰动方程组.

1) 对流边界层

在对流边界层内, 假设各气象量得到充分混合, 在垂直方向均匀分布 (如图 1), 其扰动方程组为

本文为编委李家春推荐. 1992 年 10 月 7 日收到第一稿, 1993 年 2 月 2 日收到修改稿.

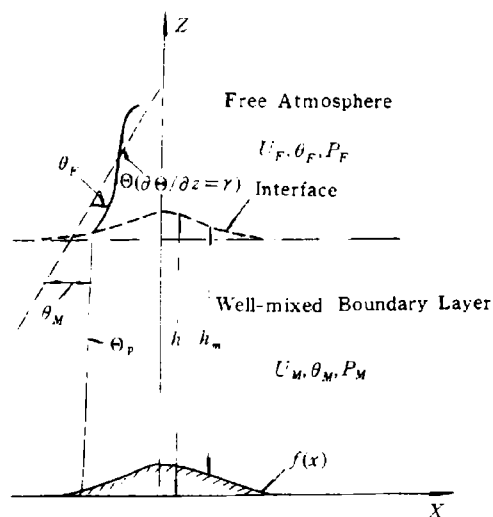


图 1 模式垂直结构示意图

Fig.1 The demonstration of the model vertical structure

$$\frac{\partial u_M}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u_M}{\partial x} = - \left\langle \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_M}{\partial x} \right\rangle + \frac{(\overline{u'w'})_0 - (\overline{u'w'})_i}{h_m} \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \theta_M}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \theta_M}{\partial x} = \frac{(\overline{\theta'w'})_0 - (\overline{\theta'w'})_i}{h_m} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial u_M}{\partial x} + \frac{\partial w_M}{\partial z} = 0 \quad (1.3)$$

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_M}{\partial z} = \frac{g}{\theta_0} \theta_M \quad (1.4)$$

其中“-”表示平均量, <>表示在对流边界层内垂直方向的积分平均值,下标“M”为对流边界层内的扰动量,二阶脉动量的下标“0”、“i”分别表示地面值和在对流边界层顶处的值.为简单起见,忽略对流边界层顶的位温跃变^[7],从图1知

$$\Theta_p = \Theta + \theta_M = \theta_0 + \gamma z + \theta_M$$

且

$$H_p = \theta_0 + \gamma h + \theta_F|_h$$

所以

$$\begin{aligned} \theta_M &= \gamma(h-z) + \theta_F|_h \quad f(x) < z < h \\ \frac{\partial \theta_M}{\partial x} &= \gamma \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial \theta_F(x,z)}{\partial x} \Big|_h + \frac{\partial \theta_F}{\partial z} \Big|_h \cdot \frac{\partial h}{\partial x} \end{aligned} \quad (1.5)$$

方程(1.5)右端第二项是自由大气中的扰动位温被湍流挟卷至对流边界层并经充分混合的结果.

由方程(1.4)可推得

$$\begin{aligned} - \left\langle \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_M}{\partial x} \right\rangle &= - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_M}{\partial x} \Big|_h + \frac{\Gamma}{h_m} \int_{f(x)}^h \int_z^h \frac{\partial \theta_M(x,n)}{\partial x} dn dz \\ &= - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_M}{\partial x} \Big|_h + \frac{\gamma \Gamma h_m}{2} \left(\frac{\partial h}{\partial x} + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \theta_F(x,z)}{\partial x} \Big|_h + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \theta_F}{\partial z} \Big|_h \frac{\partial h}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (1.6)$$

其中 $\Gamma = g/\theta_0$. 方程(1.6)表明, 对流边界层内的水平气压梯度不仅与对流边界层顶的水平气压梯度有关, 还与对流边界层高度的水平非均一以及从自由大气挟卷到对流边界层内的扰动位温分布有关.

根据方程(1.2)与(1.5)得

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial h}{\partial x} = \frac{(\overline{\theta'w'})_0 - (\overline{\theta'w'})_i}{\gamma h_m} - \frac{\left(\frac{\partial \theta_F}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \theta_F}{\partial x} \right) \Big|_h}{\gamma} - \frac{\frac{\partial \theta_F}{\partial z} \Big|_h \left(\frac{\partial h}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial h}{\partial x} \right)}{\gamma} \quad (1.7)$$

由于在充分混合的对流边界层内, 地面的动量摩擦作用很小, 且假设盛行气流的水平风速垂直均一, 同时还假设对流边界层顶无位温跃变, 因此方程 (1.1) 右边最后一项, 以及方程 (1.7) 右边第一项中的 $(\theta'w')$ 均可忽略不计. 最后可得对流边界层内的基本扰动方程组

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial h}{\partial x} = \frac{\theta_0}{\gamma h_m} - \frac{\left(\frac{\partial \theta_F}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \theta_F}{\partial x} \right) \Big|_h}{\gamma} - \frac{\frac{\partial \theta_F}{\partial z} \Big|_h \left(\frac{\partial h}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial h}{\partial x} \right)}{\gamma} \quad (1.8a)$$

$$\frac{\partial u_m}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u_m}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_m}{\partial x} \Big|_h + \frac{\gamma \Gamma h_m}{2} \left(\frac{\partial h}{\partial x} + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \theta_F}{\partial x} \Big|_h + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \theta_F}{\partial z} \Big|_h \frac{\partial h}{\partial x} \right) \quad (1.8b)$$

其中 $\theta_0 = (\overline{\theta'w'})_0$

2) 自由大气层

在自由大气层内, 湍流作用消失, 扰动方程组为

$$\frac{\partial u_F}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial u_F}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_F}{\partial x} \quad (1.9a)$$

$$\frac{\partial \theta_F}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \theta_F}{\partial x} + \gamma w_F = 0 \quad (1.9b)$$

$$\frac{\partial u_F}{\partial x} + \frac{\partial w_F}{\partial z} = 0 \quad (1.9c)$$

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_F}{\partial z} = \Gamma \cdot \theta_F \quad (1.9d)$$

3) 耦合条件

假设在对流边界层与自由大气层的交界面上满足运动学与动力学连续条件

$$w_F|_h = w_M|_h \quad (1.10a)$$

$$p_F|_h = p_M|_h \quad (1.10b)$$

在界面上, 方程 (1.10b) 可作如下变换: 求关于 x 的偏导

$$\frac{\partial p_F}{\partial x} \Big|_h + \frac{\partial p_F}{\partial z} \Big|_h \cdot \frac{\partial h}{\partial x} = \frac{\partial p_M}{\partial x} + \frac{\partial p_M}{\partial z} \Big|_h \frac{\partial h}{\partial x}$$

从方程 (1.4), (1.9b) 以及方程 (1.5) 可推得 $\frac{\partial p_F}{\partial z} \Big|_h = \frac{\partial p_M}{\partial z} \Big|_h$, 故方程 (1.10b) 可由下式替代

$$\frac{\partial p_F}{\partial x} \Big|_h = \frac{\partial p_M}{\partial x} \Big|_h \quad (1.10c)$$

方程 (1.8)–(1.10) 由此构成了一自由大气与对流边界层相耦合的基本方程组.

2. 基本方程组简化

假设模式地形的水平特征尺度 $L \sim 10^4(\text{m})$, 垂直特征尺度 $O(f(x)) \sim H \sim 10^1(\text{m})$, 局地时间变化主要受日照影响, 故 $\tau = 86400(\text{s}) \sim 10^4(\text{s})$, $\bar{u}$ 与地转风同量级 $O(\bar{u}) \sim 10^1(\text{m/s})$, $O\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right) \sim \frac{\Delta u}{\tau}$, $O\left(\bar{u} \frac{\partial u}{\partial x}\right) \sim \frac{\bar{u} \cdot \Delta u}{L}$, Δu 为 u 的变化特征值, 则

$$O\left(\bar{u} \frac{\partial u}{\partial x}\right) \gg O\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)$$

对流边界层高度的特征尺度 $O(h) \sim 10^3 \text{m}$, $O\left(\frac{\partial h}{\partial t}\right) \sim \frac{\Delta H_t}{\tau}$, $O\left(\bar{u} \frac{\partial h}{\partial x}\right) \sim \frac{\bar{u} \Delta H_x}{L}$, ΔH_t 为界面高度的时间变化特征尺度、依据对流边界层的日变化特征, $\Delta H_t \sim O(h_m) \sim 10^3(\text{m})$. ΔH_x 为界面高度在 x 方向变化的特征尺度, 由于该界面在 x 方向的高度变化主要受地形的强迫作用, 故 $\Delta H_x \sim H \sim 10^1(\text{m})$, 所以

$$O\left(\frac{\partial h}{\partial t}\right) \gg O\left(\bar{u} \frac{\partial h}{\partial x}\right)$$

类似上述分析, 在对流边界层内位温的局地变化特征尺度 $\Delta \theta_{Mt} \sim O(\gamma h_m)$, 但位温的水平变化特征尺度 $\Delta \theta_{Mx} \sim O(\gamma H)$. 在自由大气中, 由于位温变化主要由地形强迫产生, 故应视其位温的局地变化与水平变化同量级, 且均与对流边界层内位温的水平变化特征尺度相当, 即 $\Delta \theta_{Ft} \sim \Delta \theta_{Fx} \sim \Delta \theta_{Mx} \sim O(\gamma H)$, 所以

$$O\left(\frac{\partial \theta_M}{\partial t}\right) \gg O\left(\frac{\partial \theta_F}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \theta_F}{\partial x}\right)$$

亦即

$$O\left(\gamma \frac{\partial h}{\partial t}\right) \gg O\left(\frac{\partial \theta_F}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \theta_F}{\partial x}\right)$$

在自由大气中, 垂直方向的特征尺度 $H_F = 2\pi \cdot \left(\frac{\bar{u}}{\gamma \Gamma}\right)^{1/2} \sim 10^3(\text{m})$, 故

$$O\left(\frac{\partial \theta_F}{\partial x}\right) \sim \frac{\Delta \theta_E}{L} \gg O\left(\frac{\partial \theta_F}{\partial z} \cdot \frac{\partial h}{\partial x}\right) \sim \frac{\Delta \theta_F}{H_F} \cdot \frac{H}{L}$$

根据上述分析, 对流边界层内扰动方程组简化为

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{Q_0}{\gamma h_m} \quad (1.11)$$

$$\bar{u} \frac{\partial u_M}{\partial x} = \frac{\gamma \Gamma}{2} h_m \left(\delta_3 \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\delta_1}{\gamma} \frac{\partial \theta_F}{\partial x} \Big|_h \right) - \frac{\delta_2}{\rho_0} \frac{\partial p_F}{\partial x} \Big|_h \quad (1.12)$$

方程 (1.12) 右端最后一项已根据方程 (1.10c) 作了变换. 连续方程 (1.3) 积分

$$w_M|_h - \delta_4 \cdot w_M|_s = h_m \cdot \left(-\frac{\partial u_M}{\partial x} \right) \quad (1.13)$$

其中 $\delta_1, \delta_2, \delta_3, \delta_4$ 为示踪系数.

自由大气中的扰动方程组简化为

$$\bar{u} \frac{\partial u_F}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_F}{\partial x} \quad (1.14)$$

$$\bar{u} \frac{\partial \theta_F}{\partial x} = -\gamma w_F \quad (1.15)$$

$$\frac{\partial u_F}{\partial x} + \frac{\partial w_F}{\partial z} = 0 \quad (1.16)$$

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p_F}{\partial z} = \frac{\theta_F}{\theta_0} \cdot g \quad (1.17)$$

从方程 (1.12) 知, 直接影响对流边界层水平风场的因子有三个: (1) 从自由大气挟卷到对流边界层内的扰动位温水平梯度的作用 (含 δ_1 项). 该作用实质上反映了对流边界层的湍流挟卷与混合作用 (下文简称挟卷混合作用). (2) 自由大气中的扰动气压梯度作用 (含 δ_2 项). 该作用体现了在自由大气中来自对流边界层的强迫扰动对对流边界层的反馈作用 (下文简称反馈作用). (3) 界面高度的水平梯度作用 (含 δ_3 项). 从方程 (1.11) 知, 在不同地形高度的地表面上, 当 Q_0 分布均匀时, 对流边界层的厚度亦处处相等. 但是, 由于地形高度的差异, 位于同一水平面上的气柱受加热情况就不同, 这正是地形引起的加热源作用. 因此, 界面高度的水平非均一实质上反映了地形的加热源作用 (下文简称地形加热源作用).

在方程 (1.13) 中, 含 δ_4 项为地表面上的垂直速度, 这是由地形的动力抬升作用引起的. 因此, 含 δ_4 项实质上反映了地形的动力抬升作用 (下文称地形动力抬升作用).

3. 定解问题的建立

据方程 (1.12)–(1.17) 推得

$$\left[1 - \frac{\delta_1(lh_m)^2}{2}\right] \cdot w_F|_h - \delta_2 h_m \frac{\partial w_F}{\partial z} \Big|_h = \delta_4 \cdot w_M|_s - \delta_3 \bar{u} \cdot \frac{(lh_m)^2}{2} \frac{\partial h}{\partial x} \quad (1.18)$$

$$\frac{\partial^2 w_F}{\partial z^2} + l^2 \cdot w_F = 0 \quad (1.19)$$

其中 $l^2 = \frac{\gamma \Gamma}{\bar{u}^2}$, 地表面上的垂直速度

$$w_M|_s = \bar{u} \cdot \frac{\partial f}{\partial x} \quad (1.20)$$

假设自由大气的上界为辐射边界, 由此联同 (1.18)–(1.20) 构成了一组在自由大气与对流边界层相耦合的系统中关于求解 w_F 的定解问题.

三、孤立地形上的解

本节将求解典型的孤立地形上耦合系统中的定解问题, 地形函数取

$$f(x) = \frac{ab^2}{b^2 + x^2} \quad (2.1)$$

其中 $O(a) \sim 10^1(\text{m})$, $O(b) \sim 10^4(\text{m})$. 假设地形表面加热均匀, 则对流边界层与自由大气间的界面是随着地形起伏的曲面, 该曲面高度在水平方向变化的特征尺度与自由大气中的垂直特征尺度之比 $a/H_F \sim 10^{-2}$. 因此, 可忽略界面的非线性作用^[8], 即 $w_F|_h = w_F|_{h_m}$, $\frac{\partial w_F}{\partial z} \Big|_h = \frac{\partial w_F}{\partial z} \Big|_{h_m}$. 方程 (1.18) 可表示为

$$\left[1 - \frac{\delta_1(lh_m)^2}{2}\right] w_F|_{h_m} - \delta_2 h_m \frac{\partial w_F}{\partial z} \Big|_{h_m} = \left(\bar{u} \cdot \delta_4 - \frac{\bar{u} \cdot (lh_m)^2}{2} \delta_3\right) \frac{\partial f}{\partial x} \quad (2.2)$$

对方程 (1.19) 与 (2.2) 作关于 x 的傅氏变换

$$\frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial z^2} + l^2 \cdot \hat{w} = 0 \quad (2.3)$$

$$\left(1 - \frac{\delta_1(lh_m)^2}{2}\right) \cdot \hat{w}_F|_{h_m} - \delta_2 \cdot h_m \frac{\partial \hat{w}_F}{\partial z} \Big|_{h_m} = \left(\bar{u} \cdot \delta_4 - \frac{\bar{u} \cdot (lh_m)^2}{2} \delta_3\right) (ik) \cdot \hat{f} \quad (2.4)$$

方程 (2.3) 的通解为

$$\hat{w}_F = x_1 e^{ilz} + x_2 \cdot e^{-ilz} \quad (2.5)$$

已假设上界为辐射边界, 故 $x_2 = 0^{[9]}$. 将 (2.5) 代入 (2.4) 得

$$x_1 = \frac{\left(\bar{u} \cdot \delta_4 - \frac{\bar{u} \cdot (lh_m)^2}{2} \cdot \delta_3\right) ik}{\left(1 - \frac{(lh_m)^2}{2} \cdot \delta_1\right) - ilh_m \cdot \delta_2} \cdot \hat{f} \cdot e^{-ilh_m}$$

所以

$$\hat{w}_F = \left(\bar{u} \cdot \delta_4 - \frac{\bar{u} \cdot (lh_m)^2}{2} \cdot \delta_3\right) \cdot \frac{-\delta_2 lh_m k + i \left(1 - \frac{(lh_m)^2}{2} \cdot \delta_1\right) \cdot k}{\left(1 - \frac{(lh_m)^2}{2} \cdot \delta_1\right)^2 + (lh_m \cdot \delta_2)^2} \cdot \hat{f} \cdot e^{il(z-h_m)} \quad (2.6)$$

对 (2.6) 作傅氏逆变换

$$\begin{aligned} w_F &= \left(\bar{u} \cdot \delta_4 - \frac{\bar{u} \cdot (lh_m)^2}{2} \cdot \delta_3\right) \\ &\quad \cdot \operatorname{Re} \left(\int_0^\infty \frac{-lh_m \delta_2 k + i \left(1 - \frac{(lh_m)^2}{2} \cdot \delta_1\right) \cdot k}{\left(1 - \frac{(lh_m)^2}{2} \cdot \delta_1\right)^2 + (lh_m \delta_2)^2} \cdot ab \exp[-bk + i(lz - lh_m + kx)] \cdot dk \right) \\ &= \frac{\left(\bar{u} \cdot \delta_4 - \frac{\bar{u} \cdot (lh_m)^2}{2} \cdot \delta_3\right)}{\left[\left(1 - \frac{(lh_m)^2}{2} \cdot \delta_1\right)^2 + (lh_m \delta_2)^2\right]^{1/2}} \cdot \left[-\frac{(b^2 - x^2)ab}{(b^2 + x^2)^2} \sin(lz - lh_m + \psi) \right. \\ &\quad \left. - \frac{2ab^2 x}{(b^2 + x^2)^2} \cos(lz - lh_m + \psi) \right] \end{aligned} \quad (2.7)$$

其中 $\operatorname{tg} \psi = lh_m \delta_2 / \left[1 - \frac{(lh_m)^2}{2} \cdot \delta_1\right]$.

根据方程 (1.16) 与 (1.18) 分别可得自由大气和对流边界层中的水平扰动风速

$$\begin{aligned} u_F &= \frac{\bar{u} \cdot \delta_4 - \frac{\bar{u} \cdot (lh_m)^2}{2} \delta_3}{\left[\left(1 - \frac{(lh_m)^2}{2} \cdot \delta_1\right)^2 + (lh_m \delta_2)^2\right]^{1/2}} \left[\frac{abxl}{b^2 + x^2} \cos(lz - lh_m + \psi) \right. \\ &\quad \left. + \frac{ab^2 l}{b^2 + x^2} \sin(lz - lh_m + \psi) \right] \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} u_M &= \frac{\delta_4 \cdot \bar{u}}{h_m} \cdot \frac{ab^2}{b^2 + x^2} + \frac{\bar{u} \cdot \delta_4 - \frac{\bar{u} \cdot (lh_m)^2}{2} \delta_3}{h_m \left[\left(1 - \frac{(lh_m)^2}{2} \cdot \delta_1\right)^2 + (lh_m \delta_2)^2\right]^{1/2}} \\ &\quad \cdot \left(\frac{abx}{b^2 + x^2} \sin \psi - \frac{ab^2}{b^2 + x^2} \cos \psi \right) \end{aligned} \quad (2.9)$$

对流边界层顶的垂直速度

$$w_M|_h = \frac{\bar{u} \delta_4 - \frac{\bar{u} \cdot (lh_m)^2}{2} \cdot \delta_3}{\left[\left(1 - \frac{(lh_m)^2}{2} \delta_1\right)^2 + (lh_m \delta_2)^2\right]^{1/2}} \left[-\frac{(b^2 - x^2)ab}{(b^2 + x^2)^2} \sin \psi - \frac{2ab^2 x}{(b^2 + x^2)^2} \cos \psi \right] \quad (2.10)$$

方程 (2.7)–(2.10) 描述了孤立地形上受对流边界层影响的过山气流的流场分布规律.

四、对流边界层对过山气流的影响

为了具体讨论对流边界层对过山气流的影响, 取 $\bar{u} = 10\text{m/s}$, $\gamma = 0.0033\text{k/m}$, $a = 1000\text{m}$, $b = 10000\text{m}$, $\Gamma = \frac{9.8}{288} \approx 0.034$, 分别计算了不同厚度的对流边界层相应的过山气流流场. 图 2 中三条曲线分别为 $\delta_3 = 0, \delta_4 = 1$; $\delta_3 = 1, \delta_4 = 0$ 以及 $\delta_3 = 1, \delta_4 = 1$ 三种情况下方程 (2.8) u_F 、(2.9) u_M 中的最大值随对流边界层厚度变化的曲线. 对应的物理图像分别是 (1) 单纯受地形的动力抬升作用, (2) 单纯受地形的加热源作用, (3) 地形的动力抬升与加热源综合作用下过山气流中的最大水平扰动风速随对流边界层厚度变化的曲线. 从图 2 知, 过山气流中单纯由地形的动力抬升作用形成的扰动风速随对流边界层的不断加深而逐渐减小. 可见, 对流边界层的存在抑制了过山气流中地形动力抬升的扰动作用. 由地形加热源作用

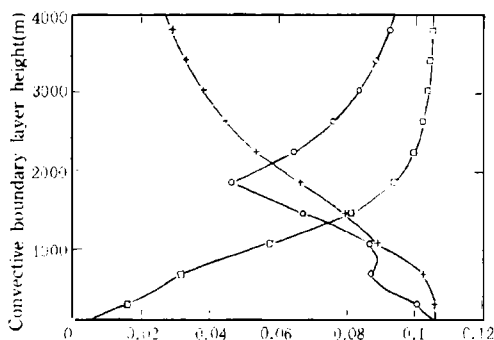


图 2 最大水平扰动风速随对流边界层厚度的变化曲线

---* 地形的动力强迫情形

—□—□— 地形的热力强迫情形

—○—○— 地形的动力与热力综合作用情形

Fig.2 The variation of the maximum horizontal perturbation speed with the thickness of the convective boundary layer

---* The case of orographically dynamic forcing

—□—□— The case of orographically thermal forcing

—○—○— The multiple case of orographically dynamic and thermal forcings

形成的扰动风速却随对流边界层的不断加深而增大, 可见, 对流边界层的存在促进地形加热源的扰动作用发展. 比较三条曲线知, 在地形的动力抬升与加热源综合作用下, 当对流边界层厚度较薄时, 过山气流中的扰动风速主要受地形的动力抬升作用制约; 若对流边界层发展很深时, 过山气流中的扰动风速则主要受地形的热力强迫作用制约.

为了进一步分析对流边界层对过山气流的影响, 分别在自由大气和对流边界层内进行更为细致的讨论.

1. 自由大气中的过山气流

图 3 为自由大气最低层 ($z = h$) 上的水平扰动风速随对流边界层厚度的变化图. 比较图 3(a,b), 在自由大气中, 由地形加热源作用引起的扰动风速正值区和负值区分别对应着由地形动力抬升作用引起的扰动风速负值区和正值区, 方程 (2.8) 中含 δ_4 项与含 δ_3 项总是符号相反. 因此, 自由大气中地形加热源作用与地形动力抬升作用总是相互抑制, 这与 Raymond^[3] 考虑加热源对过山气流作用时所得出的结论是一致的. 比较图 3(a,b,c), 在地形的动力抬升与加热源综合作用下, 当对流边界层厚度较薄时, 自由大气扰动风速主要由地形动力抬升作用引起, 当对流边界层发展很深时, 自由大气的扰动风速则主要由地形的加热源作用引起.

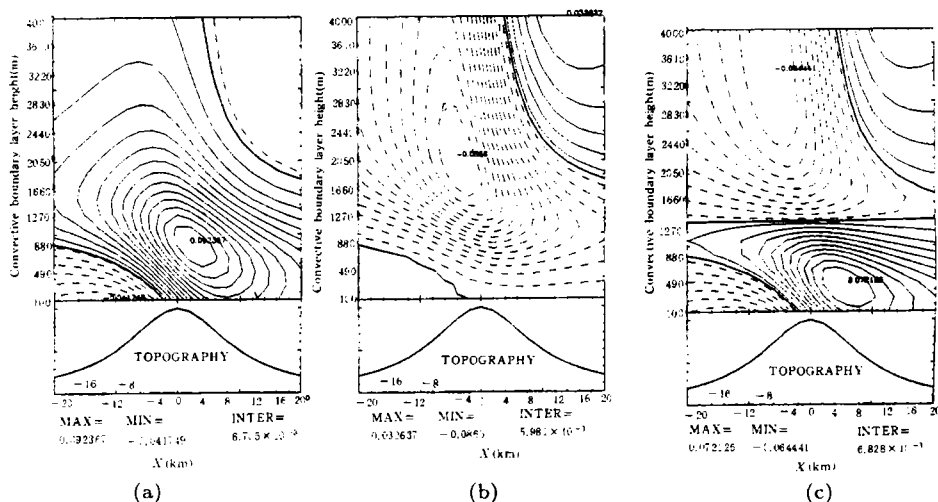


图 3 自由大气最低层 ($z = h$) 上的水平扰动风速随对流边界层厚度变化图
 a. 地形动力强迫情形 b. 地形热力强迫情形 c. 地形动力与热力综合作用情形
 Fig.3 The variation of the horizontal perturbation speeds with the thickness of the convective boundary layer at the lowest level of free atmosphere ($z = h$)
 a. The case of orographically dynamic forcing
 b. The case of orographically thermal forcing
 c. The multiple case of orographically dynamic and thermal forcings

2. 对流边界层内的过山气流

图 4 为对流边界层内水平扰动风速随对流边界层厚度的变化图。比较图 4(a,b), 由地形动力抬升形成的扰动风速正、负值区不再对应由地形加热源作用形成的扰动风速负、正值区。事实上, 图 4c 中的扰动风速最大值较图 4a 中的最大值要大。因此, 在过山气流中, 引入对流边界层以后, 在对流边界层内地形的动力抬升作用与加热源作用之间不再总是抑制关系, 有时两者还起着相互促进作用。从图 4(a,b) 还知, 在对流边界层内, 由地形动力抬升引起的水平扰动风速最大值随着对流边界层的不断加深而由下游方向逐渐向山顶靠近; 由地形加热源作用引起的水平扰动风速最大值随着对流边界层的不断加深而从山顶逐渐向上游方向移去。而在山顶上最终

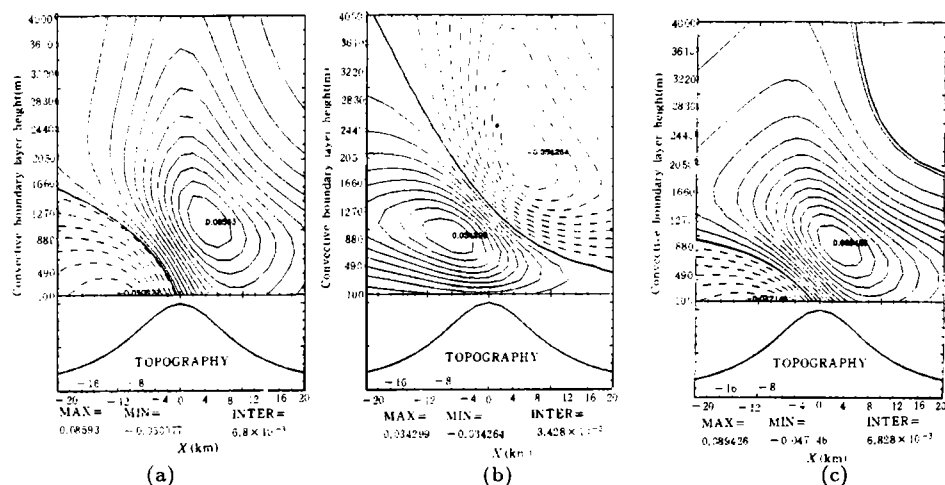


图 4 对流边界层中的水平扰动风速随对流边界层厚度的变化图 (其余同图 3)
 Fig.4 The same as in Fig.3 except for in the convective boundary layer

被最小扰动风速(负值)所取代. 若我们广义地定义: 迎风坡(背风坡)上被加速(减速)的过山气流为亚临界流, 反之称超临界流. 则在对流边界层内, 受地形动力抬升作用的过山气流, 随着对流边界层的不断加深, 将从超、亚临界流共存状态连续地演变为单一的亚临界流状态; 而受地形加热源作用的过山气流则从单一的亚临界流状态, 经超、亚临界流共存状态, 连续地演变为单一的超临界流状态.

根据以上讨论, 在固定的强迫源作用下, 影响对流边界层内扰动风速的主要因素是自由大气扰动气压的反馈作用和对流边界层湍流的挟卷混合作用. 为了深入分析对流边界层的存在对其内扰动风速的影响, 我们分别讨论了仅在反馈作用和仅在挟卷混合作用下对流边界层扰动风速随对流边界层厚度变化的规律(如图 5(a,b) 和图 6(a,b)).

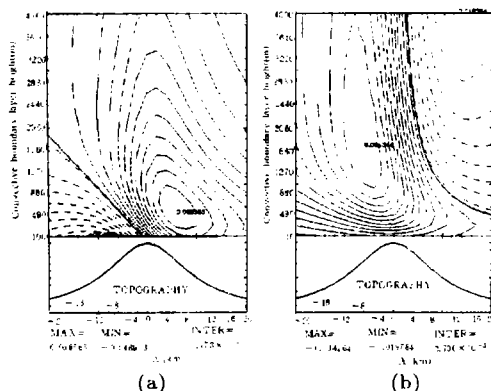


图 5 自由大气扰动气压反馈作用下对流边界层内扰动风速随对流边界层厚度的变化图

- a. 地形动力抬升作用情形
b. 地形加热源作用情形

Fig.5 The same as in Fig.4 except for only under the perturbation pressure feedback of free atmosphere

- a. The case of orographically dynamic forcing
b. The case of orographically thermal forcing

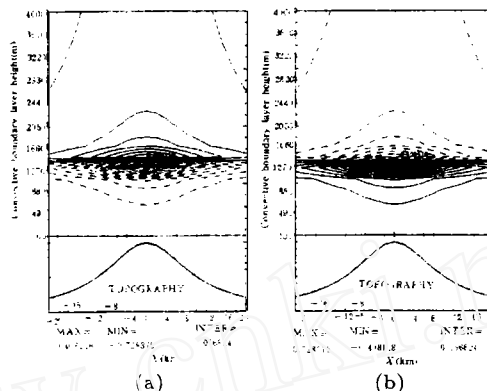


图 6 仅在对流边界层湍流挟卷混合作用下扰动风速随对流边界层厚度的变化

- a. 地形动力抬升作用情形
b. 地形加热源作用情形

Fig.6 The same as in Fig.5 except for only under the turbulent entrainment

- and mixing of the convective boundary layer
a. The case of orographically dynamic forcing
b. The case of orographically thermal forcing

(1) 从图 5(a,b) 知, 仅在自由大气扰动气压反馈作用下, 受地形动力抬升作用的过山气流随对流边界层的不断加深从超、亚临界流共存状态连续地演变为单一的亚临界流状态, 而受地形加热源作用的过山气流则从单一的亚临界流状态连续地演变为超、亚临界流共存状态.

(2) 从图 6(a,b) 知, 过山气流总是处在单一的亚临界流或单一的超临界流状态, 而且存在一临界对流边界层厚度. 若对流边界层厚度在该临界厚度以下, 则受地形动力抬升作用的过山气流为超临界流, 而受地形加热源作用的过山气流为亚临界流; 反之, 若对流边界层厚度在该临界厚度以上, 则受地形动力抬升作用的过山气流为亚临界流, 而受地形加热源作用的过山气流为超临界流. 从方程 (2.9) 可推知, 当 $\delta_1 = 1$, $\delta_2 = 0$ 时, 在临界对流边界层厚度 ($h_{mc} = \sqrt{2}/l$) 处无解. 因此, 仅在对流边界层湍流挟卷混合作用下, 对流边界层内受地形动力抬升作用(地形加热源作用)的过山气流随着对流边界层厚度的加深, 从单一的超临界流(亚临界流)演变为亚临界流(超临界流)的过程是不连续的.

五、结 论

建立了一个自由大气与对流边界层相耦合的解析模式, 利用该模式讨论了对流边界层对过山气流的影响, 可得出如下结论:

1. 对流边界层的存在抑制着过山气流中地形动力抬升的扰动作用, 但促进地形加热源的扰动作用发展.

2. 自由大气中对过山气流的地形动力抬升作用与加热源作用总是相互抑制, 但对流边界层内不然, 两者有时起着相互促进作用.

3. 在对流边界层内, 若广义地定义迎风坡(背风坡)上被加速(减速)的过山气流为亚临界流, 反之称超临界流. 那么, 随着对流边界层厚度的不断加深: (1) 受地形动力抬升作用的过山气流从超、亚临界流共存状态连续地演变为单一的亚临界流状态, 而受地形加热源作用的过山气流则从单一的亚临界流状态, 经超、亚临界流共存状态连续地演变为单一的超临界流状态; (2) 自由大气的扰动气压对对流边界层的反馈作用将使得受地形动力抬升作用的过山气流从超、亚临界流共存状态连续地演变为单一的亚临界流状态, 而受地形加热源作用的过山气流正好与此相反; (3) 湍流挟卷混合作用使得受地形动力抬升作用的过山气流在对流边界层厚度为临界厚度 ($h_{mc} = \sqrt{2}/l$) 时从超临界流跃变为亚临界流, 而受地形加热源作用的过山气流亦正好与此相反.

致谢 中科院力学研究所李家春研究员仔细审阅了全文, 并提出了宝贵修改意见. 作者在此表示由衷的感谢.

参 考 文 献

- [1] Richard E et al. On the role of surface friction in downslope windstorms. *J Appl Meteor*, 1989, 28:241-251
- [2] Wu R. The surface friction and flow over mountains. *Adv in Atmos. Sci*, 1991, 8:272-278
- [3] Raymond DJ. Calculation of airflow over an arbitrary ridge including diabatic heating and cooling. *J Atmos Sci*, 1972, 29:837-843
- [4] Mahrey Y and Pielke PA. A numerical study of the air flow over mountains using the two-dimensional version of the University of Virginia Mesoscale Model. *J Atmos Sci*, 1972, 29:837-843
- [5] Banta RM. Daytime boundary-layer evolution over mountainous terrain. Part I: Observations of the dry circulations. *Mon Wea Rev*, 1984, 112:340-356
- [6] Banta RM. Daytime boundary-layer evolution over mountainous terrain, Part II: Numerical studies of upslope flow duration. *ibid*, 1986, 114:1112-1130
- [7] Kuwagata T and Kondo J. Observation and modelling of thermally induced upslope flow. *Bound Layer Meteor*, 1989, 49:265-293
- [8] Smith RB. The steepening of hydrostatic mountain waves. *J Atmos Sci*, 1977:1634-1654
- [9] Durran DR. Mountain waves. In: *Mesoscale Meteorology and Forecasting*. P. Ray Ed. *Amer Meteor Soc*, 1986:472-492

AIRFLOW OVER MOUNTAIN AND CONVECTIVE BOUNDARY LAYER

Qi Ying

(*Institute of Mechanics, CAS, Beijing 100080, China*)

Fu Baopu

(*Depart. of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing 210008, China*)

Abstract In this paper, an analytical model coupling the convective boundary layer with the free atmosphere is built up. The influences of the convective boundary layer on the airflow over mountain are discussed by this model.

Key words airflow over mountain, convective boundary layer, analytical model, orographically dynamical forcing, orographically thermal forcing

www.cnki.net