

局地热源上大气边界层及其与自由大气相互作用的理论研究

齐 瑛

中国科学院力学研究所, 北京(邮政编码 100080)

傅抱璞

南京大学, 江苏南京(邮政编码 210008)

摘要 本文利用二维高阶矩湍流闭合的中尺度数值模式, 模拟了局地加热源上大气边界层的湍流结构, 讨论了大气边界层与自由大气之间的相互作用, 并由此亦使人们在海风消失时常观测到的“风涌(bore)”现象得到解释。

关键词 局地热源, 大气边界层, 湍流结构, 自由大气。

引 言

作为局地气候中的一个重要现象局地热力环流(如海陆环流、山谷环流、热岛环流等)在近30年中受到人们的高度重视, 并已证实^[1]: 驱使局地热力环流形成的源动力是下垫面的非均匀加热作用。该非均匀加热通过大气边界层内的湍流输送, 在大气边界层内形成水平位温梯度, 由此产生水平气压梯度力, 强迫局地热力环流形成。但是, 迄今为止, 对局地热源上大气边界层湍流结构的研究很少, 在局地热力环流的预报理论中, 大气边界层与自由大气相互作用的关系也尚未定论^[2]。事实上, Giovanni(1987)^[3]的风洞模拟表明, 不同的环境层结将影响局地热力环流呈不同结构。

本文利用高阶矩湍流闭合的二维大气中尺度数值模式^[4], 模拟了局地加热源上大气边界层的湍流结构, 并讨论了大气边界层与自由大气之间的相互作用。

一、模式简介

1. 基本方程组

假设模式大气干燥、不可压, 且满足静力平衡。下垫面热源在 Y 方向无变化($\partial/\partial y \equiv 0$), 则描述该热源强迫形成的热力环流方程组

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\theta \frac{\partial II}{\partial x} + fv - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \quad (1)$$

本文于1992年1月4日收到, 1993年1月16日收到修改稿。

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial v}{\partial z} = f u_s - f u - \frac{\partial v' \overline{w'}}{\partial z} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = - \frac{\partial \theta' \overline{w'}}{\partial z} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial z} = - \frac{g}{\theta} \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

其中 $\Pi = C_p (P/10^5)^{R/C_p}$, f 为柯氏参数, u_g 为 X 方向地转风, 带撇的量为湍流脉动量。采用二阶矩方程闭合上述方程组, 二阶矩方程中的压力相关项、粘性项以及三阶相关项应用 Mellor and Yamada (1974)^[5] 的参数化方法表示。

$$\begin{aligned} \frac{d(\overline{u'_i u'_j})}{dt} = & -\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} - \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{g}{\theta_0} (\overline{\theta' u'_i} \delta_{i3} + \overline{\theta' u'_j} \delta_{j3}) - \frac{q}{3l_1} \cdot \frac{\alpha_0}{\alpha_{v0}} (\overline{u'_i u'_j} - \delta_{ij} \\ & \cdot \frac{q^2}{3}) + \frac{\alpha_0}{\alpha_{v0}} C_1 q^2 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \cdot \frac{q^2}{A_1} \delta_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_k} \\ & \left[q \lambda_1 \left(\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u'_i u'_k}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_j u'_k}}{\partial x_i} \right) \right] \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{d(\overline{\theta' u'_i})}{dt} = -\overline{u'_i u'_k} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial x_k} - \overline{\theta' u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{g}{\theta_0} \overline{\theta'^2} - \frac{q}{3l_2} \overline{\theta' u_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[q \lambda_2 \left(\frac{\partial \overline{\theta' u'_i}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{\theta' u'_k}}{\partial x_i} \right) \right] \quad (7)$$

$$\frac{d\overline{\theta'^2}}{dt} = -2\overline{\theta' u'_k} \frac{\partial \theta}{\partial x_k} - 2\frac{q}{A_2} \overline{\theta'^2} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(q \lambda_3 \frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial x_k} \right) \quad (8)$$

其中 $q^2 = \overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2}$, $(l_1, l_2) = (A_1 l, A_2 l)$, $(A_1, A_2) = (B_1 l, B_2 l)$, $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3 = 0.231$, $(A_1, A_2, B_1, B_2) = (0.78, 0.78, 15.0, 8.0)$, $C_1 = 0.056$, l 为混合长,

$$l = \begin{cases} L_1 & \frac{\partial \theta}{\partial z} \leq 0 \\ \frac{L_1 \cdot L_2}{L_1 + L_2} & \frac{\partial \theta}{\partial z} > 0 \end{cases}$$

其中 $L_1 = \frac{\kappa z}{1 + \frac{\kappa z}{L_0}}$, $L_2 = \frac{0.53q}{\left(\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial z}\right)^{1/2}}$, $L_0 = 0.1 \int_0^\infty qz dz / \int_0^\infty q dz$

方程(1)~(8)由此构成了一组闭合的基本方程组。

2. 差分方法与初、边值条件

本模式在水平方向取等间距网格, 垂直方向取不等间距网格。各变量在网格上的分布采用跳点格式, 非线性平流项取显式上游差分, 方程(6)~(8)中的压力相关项、粘性项以及三阶相关项均取隐式差分。计算步骤取 Sun 的向前向后计算方案。

下边界取为粗糙边界, 位温 θ (K) 取

$$\begin{aligned} \theta = & 289 + 8\sin(15t - 110) + 2.3\sin(30t + 75) + 0.3\sin(45t + 66) \quad (25\text{km} \leq x \leq 75\text{km}) \\ \theta = & 289 \quad (x < 25\text{km} \text{ or } x > 75\text{km}) \end{aligned} \quad (9)$$

上边界增加一吸收层, 以吸收模式顶部的反射波。侧边界取辐射边界条件, 并增加一海

绵边界层。初始场假设各变量在水平方向均一。

二. 模拟结果与理论分析

白天，在局地热源(9)式的强迫作用下，利用上述数值模式对局地热力环流进行了数值模拟。在局地加热源增强阶段，随着加热源的增强，局地热力环流的辐合作用增强，相应地环流的水平范围缩小，垂直范围扩大，整个扰动流场呈一对称的双圆环流结构如图1(a)所示。当局地加热源进入减弱阶段，不仅局地环流的垂直范围缩小，而且其上部的反向气流水平范围扩大。至18:00LST(如图1(b))，整个扰动流场在垂直方向出现了波动结构。

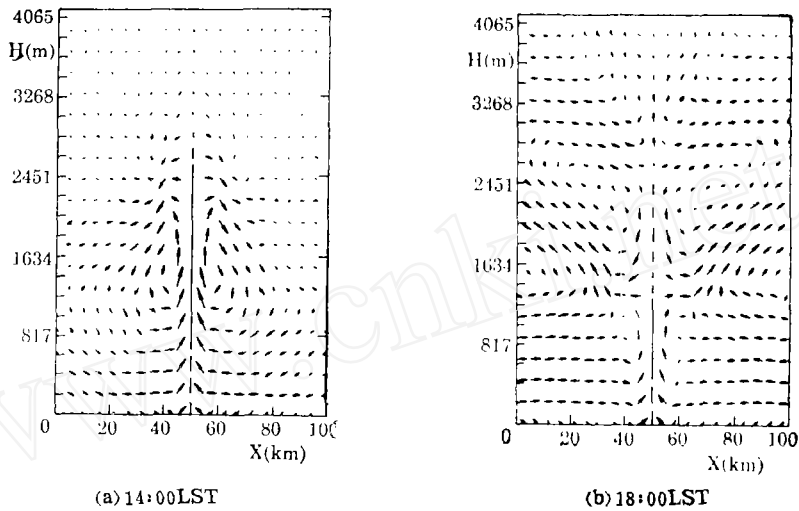


图 1 局地加热源上风矢量的X-Z剖面图
Fig.1 The X-Z section of wind vectors over local heating

为了进一步讨论局地热力环流中大气边界层结构及大气边界层与自由大气相互作用的关系，我们首先通过分析大气边界层内的湍流脉动动能($1/2(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$)、热量通量($\overline{\theta'w'}$)以及动量通量($\overline{u'w'}$)的分布规律可知，在加热源增强初期，位于加热源之上的大气边界层均匀地向上发展，其内的湍流脉动动能与热量通量水平分布亦较均一；随着加热源的进一步增强，位于加热源中心之上的大气边界层迅速向上发展，至14:00LST(如图2(a)、(b)、(c))，其高度达2.6km左右，而且在高度1.2km附近出现湍流脉动动能最大值($3.18\text{m}^2\text{s}^{-2}$)，相应地，在热源中心向上的湍流热量输送最强；随着加热源的减弱，位于热源中心的大气边界层高度迅速下降，至18:00LST，大气边界层高度仅为400m，此时湍流热量输送的方向已变为向下。在局地加热源的整个上述演变过程中，湍流动量通量的分布规律基本不变，而且是：在加热源中心的上游，大气边界层下部湍流动量通量向下输送，中上部湍流动量通量向上输送，而在热源中心下游正与上述相反。

图3、4则为位温与水平风速分布图。我们知道，湍流消失的高度即为大气边界层高度，那么依据湍流的分布便可将模式大气在垂直方向上分为有湍流的大气边界层和其上湍流消失的自由大气，由此分析图3、4可知：

(1) 在加热源范围内的大气边界层,由于湍流的热量输送作用,使得其自身亦成为高温中心,如图3(a)所示。但是,与此相应的水平辐合气流仅在边界层的中下部出现(图

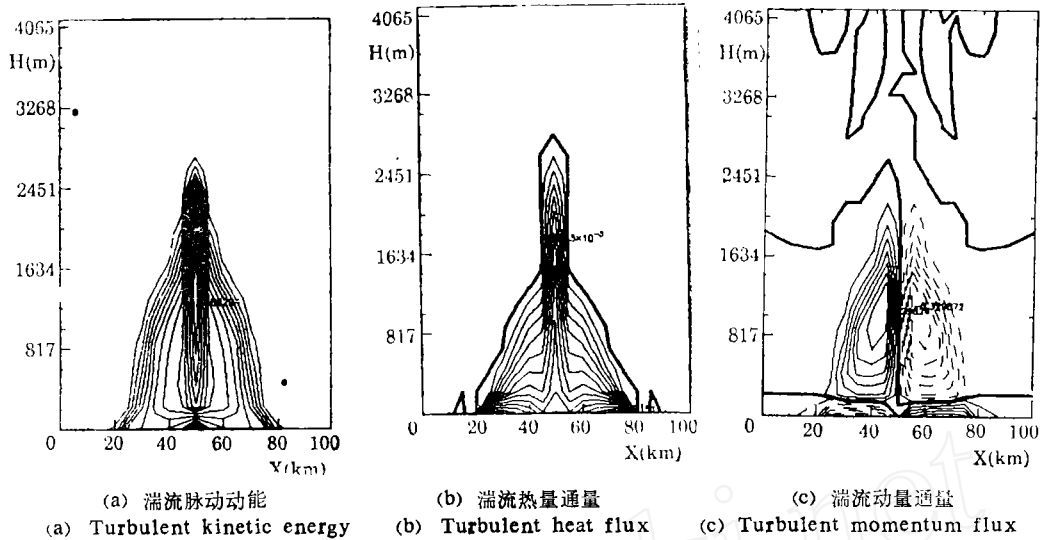


图2 局地加热源上14:00LST的湍流结构
Fig.2 The turbulent structure over local heating at 14:00LST

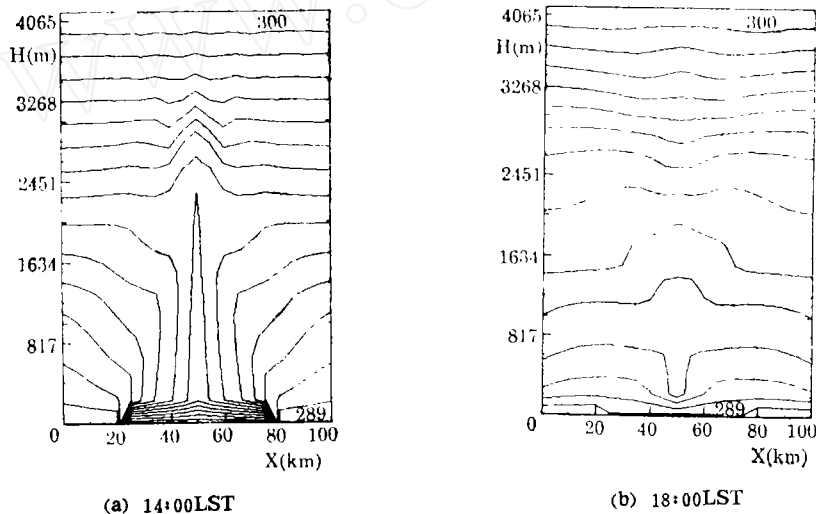


图3 局地热源上位温分布图
Fig.3 The distribution of potential temperatures over local heating

4(a)),在上部却是反向的水平辐散气流。由此可见,大气边界层内加热源的强迫作用并没有完全支配着边界层内流场的演变。大气边界层内反向气流的出现足以说明:自由大气对大气边界层存在反馈作用。在18:00LST,下垫面加热源趋于消失(如图3(b)),从图4(b)中知,原位于加热源中心的边界层内水平辐合气流明显受到自由大气中扰动气流的抑制作用。

(2)在加热源之上的自由大气,由于受到大气边界层顶强迫上升运动的绝热降温作用而出现低温中心(如图3(a)),与此对应的流场为反向的水平辐散气流(如图4(a))。因此,在局地热源的强迫作用下,自由大气中的扰动气流主要受大气边界层内强迫辐合气流的

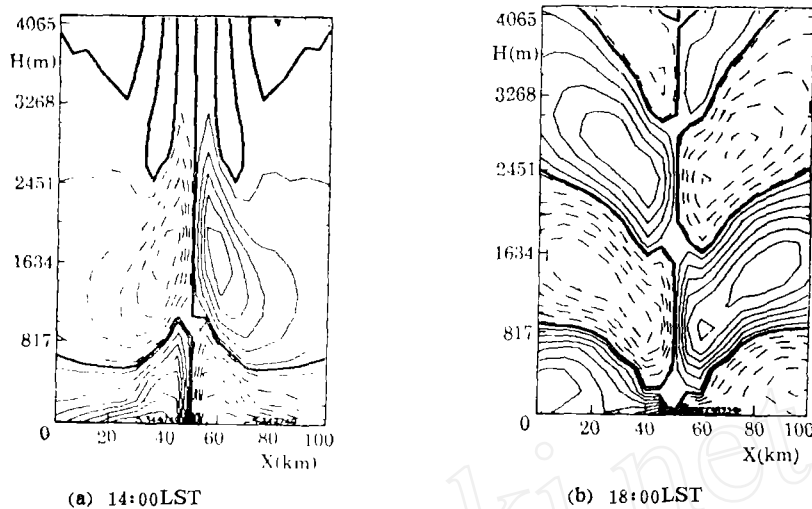


图4 局地热源上水平风速分布
Fig. 4 The distribution of horizontal speeds over local heating

支配。在18:00LST,下垫面加热源趋于消失时,尽管从图1(b)知,大气边界层内仍为上升运动,但在图3(b)中不难发现,自由大气已不再出现由强迫上升运动而引起的低温中心,相反,在约600m高度以下边界层顶(400m)以上为一高温中心。该高温中心正是受加热的大气边界层衰减以后遗留下的特征。在该高温中心的触发下,自由大气的水平风场和位温场在垂直方向表现为明显的波动结构(如图3(b)、4(b))。因此,在下垫面加热源趋于消失时,自由大气中的扰动场已不再受大气边界层内强迫上升运动的支配。但据上述分析,此时自由大气中的扰动波却明显抑制着热源中心之上大气边界层内的辐合气流。可以推测,在下垫面加热源趋于消失时,这种自由大气与大气边界层之间的相互作用关系完全有可能导致大气边界层内的扰动场亦呈波动出现。而人们在海风消失时常常观测到的“风涌(bore)”现象由此亦可得到解释。

三、结 论

本文利用高阶矩湍流闭合的二维大气中尺度数值模式,讨论了局地加热源上大气边界层的湍流特征以及大气边界层与自由大气相互作用的关系,主要结论如下:

1. 随着局地加热源的不断增强,尤其处于热源中心位置的大气边界层迅速向上发散,并在其内一定高度上出现湍流脉动动能最大值,同时向上的湍流热量输送最强。
2. 加热源之上的大气边界层中下部为水平辐合气流,上部为反向的水平辐散气流,因此,大气边界层内的流场还明显受到自由大气的反馈作用。但是,在局地加热源的强迫作用下,自由大气中的扰动气流主要受大气边界层顶强迫垂直运动的支配。
3. 当局地加热源趋于消失时,自由大气中的扰动场不再受大气边界层内强迫上升运

动的支配,而是自行调节呈波动结构;同时原位于加热源中心大气边界层内的辐合气流还明显受到自由大气扰动波的抑制作用,并有可能导致大气边界层内的扰动场亦呈波动出现。由此亦使海风消失时常常出现的“风涌(bore)”现象得到解释。

参 考 文 献

- 1 Pielke R A. Mesoscale Meteorological Modelling Academic Press, 1984,667
- 2 Glendening J W. Modeling the Influence of Horizontal Variation in Terrain and Temperature on the Well-Mixed Boundary Layer Ph. D Thesis, University of Washington, 1985,235
- 3 Giovannoni J M. Boundary-Layer Meteorology, 1987, 41: 9~26
- 4 Qi Y, Fu B P. Theoretical study on the interaction between airflow over mountain and the atmospheric boundary layer. Boundary-Layer Meteorology, 1992, 64: 101~126
- 5 Mellor G L, Yamada T. *Journal of Atmospheric Science*, 1974, 31: 1791~1806

www.cnki.net

Theoretical Study on Atmospheric Boundary Layer and the Interaction with Free Atmosphere over Local Heating

Qi Ying

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Fu Baopu

(Nanjing University)

Abstract In this paper, the locally thermal circulations are simulated by the mesoscale numerical model with higher-order turbulent closure. The atmospheric boundary layer (ABL) and its turbulent structure in locally thermal circulations and fields of winds and temperatures in the corresponding free atmosphere (FA) are discussed. The main conclusions are as following:

(1) With local heat source strengthening, the ABL rapidly develops upwards, especially over the center of the heat source, and at the middle of the ABL, there occurs a maximum value of turbulent kinetic energy. At the same time the upward turbulent heat transfer is the strongest.

(2) In the ABL over the local heat source, there are horizontal convergence flows at the middle and lower part and horizontal divergence flows at the upper part of the ABL. Therefore, the wind field in the ABL is apparently affected by the feedback of the FA. However, under the forcing of the local heat source, the disturbed flows in the FA are mainly controlled by the vertical motion forced at the top of the ABL.

(3) When local heat source is tending to disappear, the disturbed fields in the FA are not controlled any more by the forced upward motion in the ABL but regulate themselves to the wave structure. Meanwhile, the convergence flows in the ABL over the center of the original local heat source are also obviously suppressed by the disturbed waves in the FA and probably make the disturbed fields in the ABL become the wave structure, too. From this, the "bore", appearing when sea breeze disappears, can be explained.

Key words local heating, atmospheric boundary layer, turbulent structure, free atmosphere.