

水平非均匀加热对强对流中尺度系统发展的影响

余志豪 陈良栋
(南京大学气象系) (空军气象学院)

提 要

据多年统计资料 and 个例分析知道,水平非均匀加热例如湖陆加热作用,对强对流中尺度系统的发展有着重要的影响。在本文中,首先把水平非均匀加热作适当处理,并由此建立一个简单的线性胞状对流模式。利用该模式进行热对流不稳定的理论分析,结果发现水平非均匀加热的温度梯度 dT_0/dy 超过其临界值 $(dT_0/dy)_c \approx 0.64^\circ\text{C}/10$ 公里时,则将使不稳定的热对流发展,而且对流带发展的最优宽度约为 12.5 公里,由初始扰动起增长 10 倍的时间约为 25 分钟。这些结果均与 1979 年 6 月 8 日洪泽湖畔的一次飑线发展过程颇为一致。

近年来,大气中的中尺度胞状对流已成为日渐关注的一个问题^[1]。应用卫星云图照片资料,对中尺度胞状对流做了不少研究,指出胞状对流云可经常出现于冷、暖洋流的上空^[1-2]。还有人采用流体力学中的热对流理论对此进行过一些有益的讨论^[3-4]。关于经典的 Bénard 胞状热对流问题,一些流体力学书籍^[5]已作了详尽介绍。Bénard 对流胞与大气中的中尺度胞状对流之间有着极其相似之处,但也有区别。最主要的差别之一就是对流胞的垂直厚度与水平尺度的比值即 H/d ,在流体力学实验室的试验和理论中约取为 2.22—3.12,而在大气中该比值的量级为 10^{-1} — 10^{-2} 。此外,将 Bénard 热对流理论引用到大气中来尚需作两点修改^[6],其一就是用湍流粘性系数代替分子粘性系数,再就是用位温梯度代替温度梯度。

每年春夏交替之际,在有利的大尺度环流形势和冷空气活动的影响之下,苏皖地区经常可出现强对流天气的中尺度雷暴群和飑线等。有时,所影响的冷空气即使强度很弱和位置偏北,照样也可引起剧烈的强对流天气,这显然有别于一般快速或加速移动的冷锋前所激发的飑线^[7]等强对流中尺度天气。根据 1973—79 年 5、6 月间华东地区中尺度雷暴系统初生源地的多年资料统计分析表明^[8],每年 5—6 月间洪泽湖畔是雷暴系统经常发生的源地之一。因此,每年春夏交替之际,苏皖地区许多强对流中尺度系统的发生发展,均与该区域的水陆域或湖陆间的水平非均匀加热作用有着密切的关系,可近似作为胞状对流的发展来讨论。

所以,本文首先对水陆域间的水平非均匀加热作适当处理,并由此建立胞状对流的简

1981 年 7 月 15 日收到,1982 年 6 月 10 日收到修改稿。

1) 空军气象学院第四天气教研室,华东地区 5—6 月雷暴群活动,1980。

单线性模式;利用该模式进行热对流不稳定理论分析,从而得出水陆域间的非均匀加热达多强时,才有利于强对流天气的发展;然后,把理论分析结果与1979年6月8日洪泽湖畔随线发展过程的实例进行比较,发现基本上是相符的。

一、相当于考虑水平非均匀加热作用的热对流方程组

图1(a)是具有上下温差的两平板间的 Bénard 胞状对流流型,由于下板加热流体自低层向中心轴 0-0 汇流上升,至高层散流后再下沉,形成对称的对流环。而图1(b)是一般湖陆风中的湖风环流,李连方^[8]曾利用湖南岳阳站地面到1000米之间测风¹⁾资料说明此类湖陆风对流环的存在。比较这两类对流环,有着明显的不同,前者是底层均匀加热所引起的热对流环,具有对 0-0 轴对称的特征;而后者是湖陆下垫面水平不均匀加热的力管环流,通常对 0-0 轴不具有对称性。但是,一般情况下湖岸陆地白天受太阳辐射作用升温迅速,犹如形成了一个暖中心,则不但可出现如图1(a)所示的胞状对流,并且由于湖陆温差可加强与湖岸线相垂直平面上的对流环,因此即相当于图1(a)和(b)两支环流的叠加。此外,由于白天陆地近地层气温上升迅速,不但可加大湖陆间的水平温度梯度,且可同时加大陆地近地层中的上下铅直温度梯度,所以,如仅仅是讨论热对流不稳定,基本上可允许把水平非均匀加热作适当处理后作为底层加热来考虑。这样,即可建立包含图1(a)和(b)情况在内的热对流方程组,此方程组等效地考虑了湖陆间的水平非均匀加热。

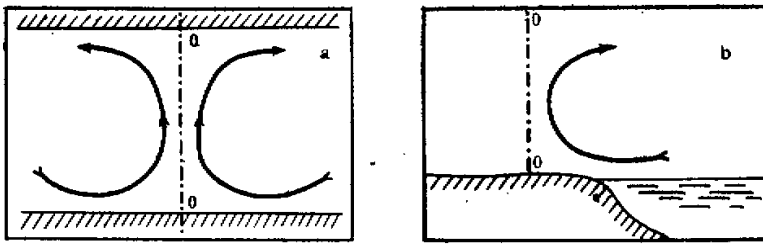


图1 (a) Bénard 胞状对流环与 (b) 湖风环流示意图

为此,取环境大气的平均位温为 $\bar{\theta}$, 并假定它具有如下表达式:

$$\bar{\theta}(y, z) = \theta_{\infty} + \theta_0(y) + \alpha z \quad (1)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \bar{\theta} &= \bar{T} \left(\frac{P_0}{\bar{p}} \right)^{R/c_p} \\ \frac{d\bar{p}}{dz} &= -\bar{\rho}g \\ \bar{\rho} &= \text{常数} \frac{\bar{p}^{1/\kappa}}{\bar{\theta}} \quad (\kappa = c_p/c_v) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

1) 地面及 (1, 3, 5, 7, 9, 10) × 100 米层高的测风。

$\bar{p}$ 和 $\bar{\rho}$ 分别为环境大气的或平均的气压和密度, $p_0 = 1000$ 毫巴为海平面气压, $\theta_{00} = T_{00}$ 地面常数温度, $\theta_0(y) = T_0(y)$ 地面温度的水平变化部分, 且假定 $dT_0/dy = d\theta_0/dy =$ 常数, 以及 y 轴与湖岸垂直, 自湖区指向陆区为正。而 α 是位温随高度的变率, 即大气静力稳定度参数, 并且

$$\alpha = \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \frac{\bar{\theta}}{\bar{T}}(\gamma_d - \gamma) \simeq \gamma_d - \gamma \quad (3)$$

式中 $\gamma_d \simeq g/c_p$ 为干绝热递减率, $\gamma = -\partial \bar{T}/\partial z$ 为大气平均温度的垂直递减率。

考虑湍流热扩散的热流量方程为

$$\frac{d\theta}{dt} = K_1 \nabla^2 \theta + \frac{\theta}{T} \frac{J}{\rho c_p} \quad (4)$$

式中 $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$, J 为外热源加热率, $K_1 = K/\rho c_p$ 为湍流热扩散系数。如与热对流所相应的位温场为 θ' , 而且

$$\theta = \bar{\theta} + \theta' \quad (5)$$

则将(5)式代入(4)式, 在绝热情况下(即 $J = 0$) 经线性化处理后可以简化为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - K_1 \nabla^2 \right) \theta' = -\alpha w - \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} v \quad (6)$$

式中 (u, v, w) 仅为热对流流场, 因为暂假定环境大气为静止的。

热流量方程(6)式不但保持了热对流过程中层结影响(即 α) 的特征, 在这里还考虑了水平不均匀加热 $\partial \bar{\theta}/\partial y$ 的作用。在(6)式中, 后者即相当于温度水平平流。考虑到(1)式, 实际上只有地面温度水平平流, 即 $\partial \bar{\theta}/\partial y = d\theta_0/dy = dT_0/dy$ 。现处理为热力边界层 δ 厚度内的平均值, 于是

$$-v \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} = \left(-\frac{1}{\delta} \int_0^\delta v \frac{dT_0}{dy} dz \right) \eta_1(x) \quad (7)$$

其中参数 $\eta_1(x) = v/\bar{v}^\delta$, 而 $\bar{v}^\delta$ 为 v 值在 δ 厚度内的平均值。

考虑到(7)式, 根据文献[6]可求得相应于(6)式的热对流方程组为

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2 \right) \nabla^2 w &= \beta \nabla^2 \theta' \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} - K_1 \nabla^2 \right) \theta' &= -\alpha w - \left(\frac{1}{\delta} \int_0^\delta v \frac{dT_0}{dy} dz \right) \eta_1(x) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中 $\beta = g/\bar{\theta}$, $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$, ν 为湍流粘性系数, 由于方程组(8)是线性的, 可将水平非均匀加热的热对流跟通常的热对流分开, 于是

$$\begin{bmatrix} u \\ v \\ w \\ \theta' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_I \\ v_I \\ w_I \\ \theta'_I \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ u_{II} \\ w_{II} \\ \theta'_{II} \end{bmatrix} \quad (9)$$

式中下标 II 表示仅仅是水平非均匀加热所引起的热对流, 并考虑为平行于湖岸的条状对流, 即 $u_{II} = 0$; 下标 I 为通常的热对流。因此, 相应地有控制方程为

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2 \right) \nabla^2 w_1 &= \beta \nabla_1^2 \theta'_1 \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} - K_1 \nabla^2 \right) \theta'_1 &= -\alpha w_1 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

和

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2 \right) \nabla^2 w_{11} &= \beta \nabla_1^2 \theta'_{11} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} - K_1 \nabla^2 \right) \theta'_{11} &= - \left(\frac{1}{\delta} \int_0^z v_{11} \frac{dT_0}{dy} dz \right) \eta_1(x) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

仿照 Charney^[9] 对边界层动量流的处理,取(7)式对 y 微商,得

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(-\nu \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \right) = \left(\frac{1}{\delta} \int_0^z \frac{\partial w}{\partial x} \frac{dT_0}{dy} dz \right) \eta_1 = \frac{1}{\delta} \frac{dT_0}{dy} w_s \eta_1 \quad (12)$$

上式积分时已取平坦地面 $z=0$ 处 $w=0$ 的边值条件,而 w_s 为热力边界层顶上的垂直速度。倘若将 y 方向的温度平流视作 y 方向温度梯度的通量流,则(12)式表明左端为温度梯度通量流的水平辐合,正好等于其右端通过顶层的外流。在对流带范围 l 内(12)式对 y 积分后,可有

$$-\nu \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} = \frac{l_y}{\delta} \frac{dT_0}{dy} \eta_1 \bar{w}_s \quad (13)$$

式中

$$\bar{w}_s = \frac{1}{l_y} \int_0^{l_y} w_s dy$$

为对流带内的平均值,以及取 $y=0$ 处 $v=0$ 为对流带(胞)的上升区,即相当于图 1(a) 的 0-0 处。而由边界顶向上输送的温度梯度 dT_0/dy 必将影响到各层的对流温度场 θ' , 因而可引入参数 η 使(13)式表示成

$$-\nu \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} = \frac{l_y}{\delta} \frac{dT_0}{dy} \eta w$$

或者

$$-\left(\frac{1}{\delta} \int_0^z v_{11} \frac{dT_0}{dy} dz \right) \eta_1(x) = \frac{l_y}{\delta} \frac{dT_0}{dy} \eta w_{11} \quad (14)$$

其中 $\eta = \eta_1 \cdot \eta_2$, 而 $\eta_2 = \bar{w}_s/w$, 所以

$$\eta = \frac{\nu}{w l} \frac{\bar{v}^2}{\bar{w}_s} \sim 0.1 \quad (15)$$

上式具体取值时已考虑到胞状对流特征,即在底层附近主要为汇流 $\bar{v}^2/\bar{w}_s \sim 10^4$, 而在边界层之外的热对流中,上升运动占主要优势即 $\nu/w \sim 10^0 - 10^1$ 。所以,地面温度水平平流对热对流温度场 θ' 的影响,通过(14)式其效果相当于各层的“温度的垂直输送”。

将(14)代入(11)式,最后可得

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} - \nu \nabla^2 \right) \nabla^2 w_{11} &= \beta \nabla_1^2 \theta'_{11} \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} - K_1 \nabla^2 \right) \theta'_{11} &= \frac{l_y}{\delta} \frac{dT_0}{dy} \eta w_{11} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

这就是相当于考虑了水平非均匀加热 dT_0/dy 作用的热对流方程组。

二、对流带发展条件和增长时间的理论估计

对于通常的热对流不稳定问题,文献[5]和[6]中利用(10)式均已作了讨论。这里采用类似的方法,由方程组(16)来说明 dT_0/dy 对热对流不稳定的影响。引入无量纲时间和空间变量如下:

$$\tau = \frac{K_1}{d^2} t, \quad (X, Y) = \frac{1}{d} (x, y), \quad Z = \frac{1}{H} z \quad (17)$$

其中 d 为特征水平尺度, H 为特征垂直尺度。注意到自(17)式起,为了书写方便,往后取 (x, y, z) 为无量纲变量。由于(16)式是抛物型的偏微分方程组,其解可具有随 τ 增长的因子,故设相应的形式解为

$$\begin{bmatrix} w_{II}(x, y, z, \tau) \\ \theta'_{II}(x, y, z, \tau) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{K_1}{d} W_{II}(x) \\ \alpha H \Theta(x) \end{bmatrix} e^{\sigma \tau} F_{II}(x, y) \quad (18)$$

以此代入(16)式,可分别得水平结构和垂直结构方程如下

$$\frac{\partial^2 F_{II}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_{II}}{\partial y^2} + a^2 F_{II} = 0 \quad (19)$$

以及

$$\left\{ \begin{aligned} \left[\sigma - \left(\frac{d^2}{H^2} D^2 - a^2 \right) \right] \Theta_{II} - \frac{d}{H} \left(\frac{l_y}{\delta} \frac{dT_0}{dy} \eta \right) W_{II} \\ \left[\frac{\sigma}{P_r} - \left(\frac{d^2}{H^2} D^2 - a^2 \right) \right] \left(\frac{d^2}{H^2} D^2 - a^2 \right) W_{II} - \frac{H}{d} R_a a^2 \Theta_{II} \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

式中 σ 为无量纲时间增长率, $D = d/dz$, $R_a = -\alpha \beta d^4 / \nu K_1$ 为 Rayleigh 数, $P_r = \nu / K_1$ 为 Prandtl 数, a 是反比于对流胞水平无量纲线尺度的常数, l_y, δ 和 dT_0/dy 均为无量纲值。将高度坐标原点置于大气层半高度处,按通常处理可有边界条件为

$$W_{II} = 0 = DW_{II}, \quad \Theta_{II} = 0 \quad \left(\text{在 } z = \pm \frac{1}{2} \text{ 处} \right)$$

上列第一式表示粘附和连续性条件,第二式为大气顶底层保持温度不变。

倘若,只是讨论热对流的不稳定条件,则由文献[5]和[6]可知,(19)和(20)式的特征解可分别取为

$$F_{II}(x, y) = \cos nx \cos my \quad (a^2 = n^2 + m^2) \quad (21)$$

及

$$\begin{bmatrix} W_{II}(x) \\ \Theta_{II}(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{W} \\ \hat{\Theta} \end{bmatrix} \cos qx \quad (22)$$

其中 n, m 和 q 分别为无量纲水平和垂直波数,往后给出的 q 值将能使(22)式满足 W_{II} 的边值条件。(21)式所示的为矩形对流胞,考虑到水平不均匀加热所相应的是条状对流,故有

$$n \ll m \text{ 或 } a^2 \simeq m^2 \quad (23)$$

因而将(21)和(22)代入方程组(20),可得关于 $\hat{W}$ 和 $\hat{\Theta}$ 的齐次方程组,即

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\tilde{T}_0}{dy} \hat{W} - [\sigma + Q^2] \hat{\Theta} &= 0 \\ - \left[\frac{\sigma}{P_r} + Q^2 \right] Q^2 \hat{W} + \frac{H}{d} R_s m^2 \hat{\Theta} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

显然,具有非零解的充要条件为

$$\begin{vmatrix} \frac{d\tilde{T}_0}{dy} & -[\sigma + Q^2] \\ -\left[\frac{\sigma}{P_r} + Q^2\right] Q^2 & \frac{H}{d} R_s m^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (25)$$

式中

$$\frac{d\tilde{T}_0}{dy} = \frac{d}{H} \left(\frac{l_y}{\delta} \frac{dT_0}{dy} \eta \right) \quad Q^2 = \frac{d^2}{H^2} q^2 + m^2 \quad l_y = 1/m \quad (26)$$

取大气中 $P_r \simeq 1$, 所以展开(25)式得

$$[\sigma + Q^2]^2 - \frac{H}{d} \frac{R_s m^2}{Q^2} \frac{d\tilde{T}_0}{dy} = 0 \quad (27)$$

或

$$\sigma = \left(\frac{H}{d} \frac{R_s m^2}{Q^2} \frac{d\tilde{T}_0}{dy} \right)^{1/2} - Q^2 \quad (28)$$

这就是增长率 σ 与波数 (m, q) 之间的关系式。如果对流是不稳定发展的, σ 必需取正, 所以在(28)式右端的根号前已取正号, 而且其值要大于第二项。讨论对流刚能发展的条件, 即 $\sigma = 0$ 时相应地有

$$\left(\frac{d\tilde{T}_0}{dy} \right)_c = Q^2 / \left(\frac{H}{d} R_s m^2 \right) \quad (29)$$

这表明对于确定的大气层结(即确定的 R_s 数), 存在着一定的水平非均匀加热的临界值 $(d\tilde{T}_0/dy)_c$, 当实际的水平非均匀加热超过此临界值时, 即

$$\frac{d\tilde{T}_0}{dy} > \left(\frac{d\tilde{T}_0}{dy} \right)_c \quad (30)$$

对流将是不稳定发展的。

若大气层结呈不稳定分布, 即 $r > r_s$ 时, 则

$$R_s = -\alpha \beta d^4 / \nu K_1 > 0$$

且大气层结愈不稳定, R_s 数愈大。而由(29)式知, 这时 $(d\tilde{T}_0/dy)_c$ 愈小, 稍有适量的水平非均匀加热, 由(30)式所示即能使对流发展。反之, 当大气层结不是十分不稳定(即 R_s 数较小)时, $(d\tilde{T}_0/dy)_c$ 值较大, 则需要较强的水平非均匀加热才能使对流发展。此外, 当大气层结具有使 $\alpha = r_s - r \geq 0$, 则 R_s 数非正, (28)式右端第一项不为非零实数, 于是也就不能出现 $\sigma > 0$ 的热对流不稳定。

对于大气中的对流胞, 一般在所考虑的厚度中取半个波, 即置 $q = \pi$, 在给定大气层

结或者相当于给定 R_s 数情况下, $(\frac{dT_0}{dy})_c$ 只是水平波数 m 的函数, 即由(29)和(26)式可得

$$\left(\frac{dT_0}{dy}\right)_c = \frac{d}{HR_s} \frac{\left(\frac{d^2}{H^2} \pi^2 + m^2\right)}{m^2} \quad (31)$$

若取 $d^2/H^2 = 10^2$, 以及由文献[6]相当于取 $R_s = 10^4$, 则有

$$\left(\frac{dT_0}{dy}\right)_c = \frac{1}{10^3} \frac{(10^2 \pi^2 + m^2)}{m^2} \quad (31')$$

上式对 m 取微商, 可求出其极小值为

$$\left(\frac{dT_0}{dy}\right)_{c, \min} = \frac{270}{4} \pi^4 \approx 6575 \quad (32)$$

所以, 当 $(\frac{dT_0}{dy})$ 大于其最小临界值时, 至少有一种波长是不稳定扰动。

按一般情况, 取如下数据:

$$\left. \begin{aligned} d &\sim 10^3 \text{ 米}, H \sim 10^4 \text{ 米}, \delta \sim 0.5 \times 10^3 \text{ 米}, \text{ 或 } \delta \sim 0.5 \times 10^{-2} \\ \alpha &\sim 10^{-5} \text{ 度米}^{-1}, \frac{dT_0}{dy} \sim 0.8 \times 10^{-4} \text{ 度米}^{-1}, \text{ 或 } \frac{dT_0}{dy} \sim 0.8 \times 10^2 \\ \theta &\sim 10^2 \text{ 度}, \eta \sim 0.1, g \sim 10^1 \text{ 米秒}^{-2}, \nu, K_1 \sim 10^2 \text{ 米秒}^{-1} \\ q^2 &\sim \pi^2, L_y \sim \frac{1}{3} d \text{ 或 } m^2 = l_y^2 \sim (6\pi)^2 \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

其中 α 取 10^{-5} 度米 $^{-1}$, 相当于大气温度直减率 γ 略略大于 γ_s ; 而 δ 取 0.5×10^3 米, 乃考虑到水平非均匀加热基本上限于近地层中, L_y 为沿 y 方向的波长, 取 $L_y = \frac{1}{3} d$ 乃考虑条状对流带, 并且无量纲水平波数 $m = 2\pi d/L_y$, $\frac{1}{2} L_y$ 可认为是对流带宽度。由这些数据可相应地计算出

$$\left. \begin{aligned} \text{特征时间} &\sim \frac{d^2}{K_1} = 10^3 \text{ 秒} \\ \text{特征垂直速度} &\sim \frac{K_1}{d} = 10^6 \text{ 米秒}^{-1} \\ \text{特征位温扰动} &\sim \alpha H = 10^{-1} \text{ 度} \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

以及

$$\left. \begin{aligned} Q^2 &= 1.342 \times 10^3 \\ R_s &= 10^4 \\ \left(\frac{dT_0}{dy}\right) &= 8.50 \times 10^3 \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

Tritton^[20] 曾指出一般实验室的 Bénard 对流, 其 R_s 数为 10^4 , 而 $R_s > 10^6$ 属于高 R_s 数的热对流。将以上数据和计算结果, 代入(28)和(29)式, 可得

$$\left. \begin{aligned}
 \sigma &= 0.157 \times 10^3 \\
 \left(\frac{dT_0}{dy} \right)_c &= 0.679 \times 10^4 \\
 \left(\text{约相当于 } \frac{dT_0}{dy} &\simeq 0.64 \times 10^{-4} \text{ 度米}^{-1} \right) \\
 t^* &= 2.3 \times \frac{d^2}{K_1 \sigma} = 1.46 \times 10^3 \text{ 秒}
 \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

其中 t^* 为对流垂直速度由起始值增长 10 倍所需要的时间。

由 (28) 式可知, 在不稳定层结情况下 (即 $\alpha < 0$, 或 $R_s > 0$), 水平非均匀加热 ($dT_0/dy \neq 0$) 可使热对流增长, 但是它同时还要受到热扩散 ($Q^2 \neq 0$) 作用的抑止, 只有当水平非均匀加热的 dT_0/dy 值, 如 (29) 和 (36) 式所示大于一定的临界值 $(dT_0/dy)_c = 0.64^\circ\text{C}/10$ 公里时, 才能出现热对流不稳定增长。并且, (36) 式还指出, 这时扰动值由其初值增长 10 倍所需要的时间 t^* 为 1.46×10^3 秒 (约相当于 25 分钟)。图 2 给出了在 (33) 式所示数据情况下, σ 、 t^* 与 dT_0/dy 间的理论计算关系曲线。当 dT_0/dy 超过临界值后, 不稳定增长率 σ 随 dT_0/dy 增大而增大, t^* 随它增大而减少。此外, 增长率也与对流带宽度 ($L_y/2$) 有关, 图 3 给出了三种不同 (dT_0/dy) 情况下, 即相当于 dT_0/dy 取 0.8、1.0 和 1.2 ($^\circ\text{C}/10$ 公里) 时, 增长率与对流带宽度 (或 m) 间的理论关系, 由图可知 $m \simeq 8\pi$ 即相当于 $L_y/2 \simeq 12.5$ 公里时为对流发展的最优宽度。

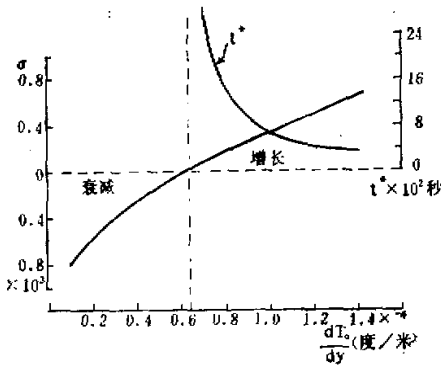


图 2 增长率 (σ)、增长时间 (t^*) 与水平温度梯度 (dT_0/dy) 间的理论计算曲线, 其中 L_y 取 $d/3$ 以及 α 取 10^{-3} 度米 $^{-1}$ 。

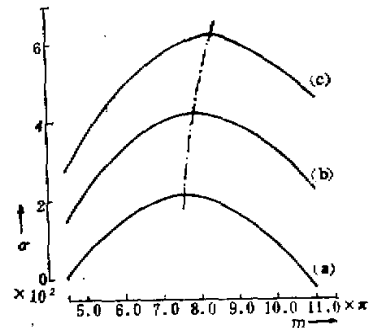


图 3 增长率 (σ) 与条状对流带宽度 ($L_y/2$ 或 m) 间的关系曲线, 其中 $(dT_0/dy) \times 10^{-4}$ 分别取 (a) 0.849、(b) 1.061 及 (c) 1.273 三种情况。

三、实例和讨论

1979年 6 月 8 日苏皖地区先后发生了六次中尺度系统的强对流天气过程, 陈良栋^[11]

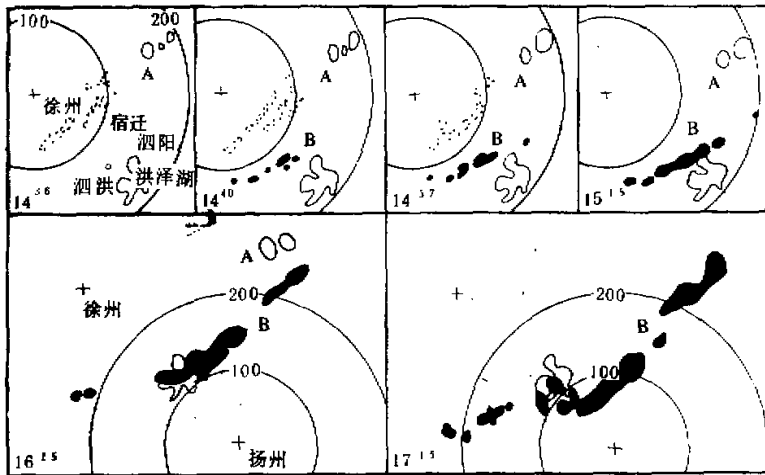


图4 1979年6月8日午后洪泽湖北岸发生的对流回波带(涂黑区 B), 细点区代表与冷锋相伴的对流云回波。

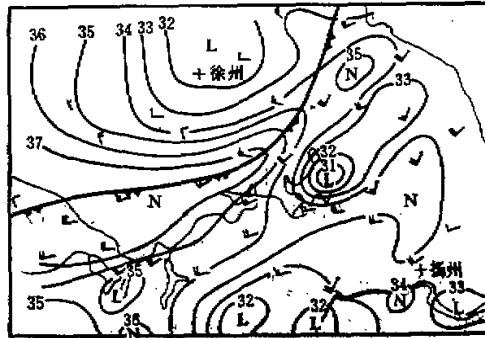


图5 1979年6月8日苏皖地区地面气温(实线每隔1°C)和风的分布。

以及江苏省气象台^[12]等对此已作了详细分析。图4是该过程中发生于洪泽湖畔的对流回波带或鹰线¹⁾, 由图可以肯定它是在14时36—40分这段时间内发生于洪泽湖北岸一带的。图5是6月8日14时苏皖地区的地面气温和风的分布情况, 对流回波带正好发生于洪泽湖北岸的等温线密集处。图6是沿洪泽湖北岸垂线上四个测站的地面气温时剖图, 它反映了北岸的等温线所以这样密集, 主要是由日变化所引起的, 或者基本上是湖陆间的非均匀加热的结果, 文献[11]中指出也与原在黄淮中游地区的高温舌向东北扩展有关。而且, 此种水平非均匀加热作用在午后为最强, 使得洪泽湖北岸 dT_0/dy 几乎达到了 $1^\circ\text{C}/10$ 公里, 超过了(二)中所推导的临界值, 以致可引起热对流不稳定。

1) 文献[11]中把它编为六次中尺度系统回波中的回波带-B。

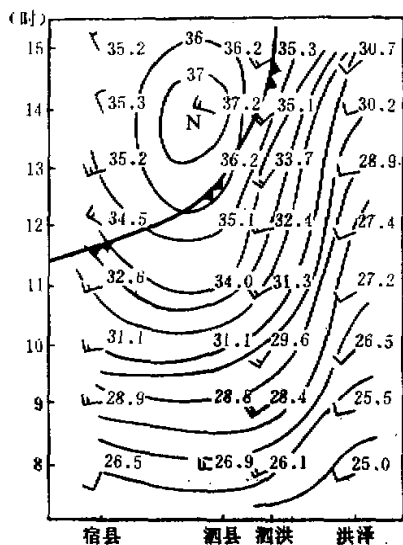


图 6 沿洪泽湖北岸垂线上四个测站(洪泽县作为水域,宿县等作陆区测站)的地面气温时廓图。

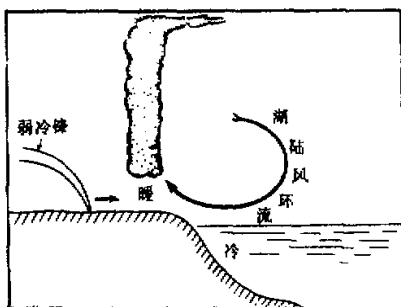


图 7 弱冷锋前湖风环流所引起的对流发展示意图。

此外,根据[12]的分析,1979年6月8日14时35—40分飢线形成前后,在其北侧有一条处于消散中的弱冷锋,图4中的细点区即是该冷锋所伴的对流云回波。由图5还可以看到冷锋两侧温差不明显只保留着风的切变。因此,图4所示的飢线(涂黑区B)其形成过程自然不同于快速冷锋前所激发的飢线。但是,地面冷锋附近风切变引起的低层气流辐合上升作用,对该飢线的发展形成过程也难以排除其联系。所以,6月8日洪泽湖畔的对流发展和飢线形成,可示意地概括为图7所示的情况。

由于这次飢线回波带发生时的实际 $dT_0/dy \approx 1^\circ\text{C}/10$ 公里,以及如图4所示的发展增长的实际时间和实际对流带宽度等,都与(二)中的理论估计值相近;并且,空军气象学院据多年资料统计表明每年5、6月间洪泽湖畔经常是雷暴的初生源地,这样,无论从个例分析、多年统计事实以及从对流不稳定理论分析,都相互印证表明了类似于湖陆间的温差或水平非均匀加热作用对于强对流或飢线的产生所具有的重要作用,因此,在分析和预报时应特别加以注意。最后,还须指出本文的某些处理和假设,与大气实际状况都是有差异的。但是,如果所讨论的问题仅仅是限于确定热对流不稳定刚开始的条件,那末这样做还是有一定意义的,因为所得结果基本上与实例相近。

参 考 文 献

- [1] Agee, E. M., et al., A review of meso-scale cellular Convection, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, **54**, 1004—1012, 1973.
- [2] Rosmond, T. M., Meso-scale Cellular convection, *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1392—1409, 1973.
- [3] Sasaki, Y., Influences of thermal boundary layer on atmosphere cellular Convection, *J. Meteorol. Soc. Japan*, **48**, 492—502, 1970.
- [4] Burt, W. V., Observation of isolated meso-Scale cellular convection cells, *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 1478—1480, 1977.
- [5] Yih Chia-Shun, Fluid dynamics, McGRAW-HILL Book COMPANY, P. 440, 1969.
- [6] 冀纪平, 周晓平, 积云动力学, 科学出版社, 1964.
- [7] 李麦村, 涡线形成的非线性过程, 中国科学, **6**, 592—601, 1976.
- [8] 李连方, 岳阳(洞庭湖畔)的湖陆风, 气象, **4** 期, **30**, 1978.
- [9] Charney, J. G., et al., A numerical method for predicting the perturbations of the middle-latitude westerlies, *Tellus*, **1**, 38—54, 1949.
- [10] Tritton, D. J., Physical fluid dynamics, VAN NOSTRAND RENHOLD COMPANY, 30—41, 1977.
- [11] 陈良栋等, 地形对中尺度风暴的触发作用, 华东协作片雷达气象会议, 合肥, 1980.
- [12] 江苏省气象局, 一次强对流过程的雷达回波分析, 华东协作片雷达气象会议, 合肥, 1980.

THE INFLUENCE OF HORIZONTALLY NON-UNIFORM HEATING UPON THE DEVELOPMENT OF STRONG CONVECTIVE MESO-SCALE DISTURBANCES

Yu Zhihao

(Department of Meteorology, Nanjing University)

Chen Liangdong

(Institute of Meteorology, A. P.)

Abstract

It is shown by observational data and synoptic analysis that the development of strong convective echo is influenced by the horizontally non-uniform heating, such as the one caused by lake-land distribution. In this paper, a simple linear cell-convection model is established according to an appropriately assumed heating field, and the instability of heating convection is theoretically studied. It is found that the heating convection development will be unstable if the heating-caused temperature gradient dT_0/dy is greater than the critical value $(dT_0/dy)_c$ which is approximately $0.64^\circ\text{C}/10\text{ km}$, and that the development of convective band has a preferred width of 12.5 km . It will take 25 min. for the initial disturbance to increase intensity by 10 times. All these results are in rather good agreement with the squall line process in the lake-land region of Jiangsu Province on June 8, 1979.