

非绝热加热对冷锋锋生过程 影响的比较研究*

农尚尧 吕克利 钱滔滔

(南京大学大气科学系, 南京 210008)

提 要

本文利用半地转模式研究了非绝热加热对冷锋锋生过程的影响。计算结果表明, 非绝热加热包括大尺度凝结潜热、积云对流加热和感热都可以在加热区诱发出附加的锋生场, 从而使加热区内的锋区强度得到明显加强; 三种加热都能使上升速度增大, 其中大尺度凝结潜热释放可在锋前出现一条宽约 200km 的强降水带, 积云对流加热可使上升运动区范围缩小或在低层出现中尺度雨带, 感热加热是产生中尺度雨带的一种可能机制。计算还表明, 大尺度凝结潜热对锋生过程的影响最明显, 它可以影响锋生过程中所有物理量, 而积云对流加热和感热加热只对位温场和垂直速度场有明显影响, 但影响程度没有大尺度凝结潜热大。

关键词: 非绝热加热; 冷锋; 锋生过程。

一、引 言

加热对锋生的影响, 一般是使锋区的上升运动加强和上升运动区水平尺度减小。Thorpe 和 Emanuel^[1] 在 Hoskins 和 Bretherton^[2] 半地转模式(下简称 HB 模式)的基础上, 用参数化方法研究了大尺度凝结潜热对冷锋锋生过程的影响, 指出潜热一方面可以使锋生速度加快, 另一方面使暖区上升速度得到加强, 但水平范围缩小。Cho 和 Chan^[3] 通过引入水汽方程研究大尺度凝结潜热在锋生过程中的作用, 发现潜热可以使位温场及位涡场产生明显的异常。

锋面附近除了因缓慢上升产生的大尺度降水外, 还有许多强降水, 这说明在锋面附近积云对流是旺盛的。Mak 和 Bannon^[4] 用积云对流参数化讨论了积云对流加热对二维锋生过程的影响, 他们发现在地面锋区或锋前暖区, 有带状上升运动区, 其水平尺度随着加热增强而缩小, 强度随着加热增强而加强, 同时上升运动区的坡度近乎垂直。Craig 和 Cho^[5] 根据 Wave-CISK 思想, 提出了应用于锋生过程的积云对流参数化方案。

除了潜热释放外, 还有地表感热对大气的加热或冷却作用。在感热很强情况下形成的锋面, 具有非对称的低层急流, 在急流附近有一暖池, 急流靠冷空气一侧的斜压性较强。Moore^[6] 用二维半地转拉格朗日模式研究了感热对锋生的影响, 指出感热在增大锋区斜

1993 年 11 月 2 日收到, 1994 年 4 月 16 日收到修改稿。

* 国家自然科学基金资助项目

压性的同时,也减小了锋区的稳定性,从而使锋区不稳定性更易得到发展。

本文根据地转动量近似建立了一个二维锋生模式,利用该模式,在变形场作用下,探讨了大尺度凝结加热、积云对流加热和感热对锋生过程的不同影响。

二、模 式

1. 基本方程组及边界条件

考虑无摩擦,准静力和 *Bossinesq* 近似下的流体,其控制方程可写为

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} - fv = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \\ \frac{dv}{dt} + fu = -\frac{\partial \Phi}{\partial y}, \\ \frac{\partial \Phi}{\partial z} = g \frac{\theta}{\theta_0}, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \\ \frac{d\theta}{dt} = E, \end{cases} \quad (1)$$

式中 $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}$, E 为加热率。边界条件如下:

$$z = 0 \text{ 或 } z = H, w = 0, \quad (2)$$

其中 H 是模式大气高度。

为简单起见,设锋面在 y 方向是无限伸展的平直锋面,因此我们可以用二维模式来描述锋面。限于讨论水平变形场作用下的锋生过程,并设变形场与 z 无关,如此按 HB 模式有

$$\begin{cases} u = -\alpha x + u_s(x, z, t), \\ v = \alpha y + v_s, \\ \Phi = gz + \frac{N_0^2 z^2}{2} + f\alpha xy - \frac{1}{2}(\alpha^2 x^2 + \alpha^2 y^2) + \Phi'(x, z, t), \\ \theta = \theta_0 + \frac{\theta_0}{g} N_0^2 z + \theta'(x, z, t), \end{cases} \quad (3)$$

式中 α 是变形因子,下标“ g ”表示地转风,“ a ”表示非地转分量。根据 HB 的分析,沿锋面的风处于地转平衡中,即有

$$v_s = \frac{1}{f} \frac{\partial \Phi'}{\partial x},$$

如此可用地转动量近似简化方程组(1),得到描述锋生过程的半地转方程组

$$\begin{cases} \frac{D\theta'}{Dt} - \frac{g}{\theta_0} N_0^2 \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{g}{\theta_0} E, \\ \frac{\partial v_s}{\partial z} = \frac{g}{f\theta_0} \frac{\partial \theta'}{\partial x}, \end{cases}$$

$$\left\{ \begin{aligned} N^2 \frac{\partial \phi}{\partial x} - 2f \frac{\partial v_z}{\partial z} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial z} + f \left(f + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \\ = -2f\alpha \frac{\partial v_z}{\partial z} - \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial E}{\partial x}, \\ u_z = \frac{\partial \phi}{\partial z}, \\ w = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, \end{aligned} \right. \quad (4)$$

式中

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \left(-ux + \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial z},$$

ϕ 为非地转流函数, 边界条件(2)变为

$$z = 0 \text{ 或 } z = H, \phi = 0, \quad (5)$$

在 $E = 0$ 时, 这是 HB 模式给出的方程组。方程组(4)的第三个方程是著名的 Sawyer-Eliassen 方程, 它描述地转强迫下的越锋非地转环流 ϕ 。在层结稳定 ($N^2 > 0$)、惯性稳定 ($f(f + \frac{\partial v_z}{\partial x}) > 0$) 和对称稳定 ($N^2 f(f + \frac{\partial v_z}{\partial x}) - f^2 (\frac{\partial v_z}{\partial z})^2 > 0$) 的情况下, 此方程(所谓 S-E 方程)是椭圆形方程。求解此方程, 还须给定 x 方向的边界条件。设上游边界的 ϕ 不受下游的影响, 因此有

$$\phi = 0, \quad x = -L, \quad (6)$$

在下游边界上, 设非地转气流只有水平分量而无垂直分量, 即

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = 0, \quad x = L. \quad (7)$$

(4) 式是本文的基本方程组。当加热率 E 是文中变量的已知函数时, 对于给定的初始 θ' , 可以得到沿锋地转风 v_z , 求解 S-E 方程得到非地转流函数 ϕ , 进而求得 u_z 和 w , 从而得到下一时刻的 θ' 。

2. 非绝热加热率 E

1. 大尺度凝结潜热

对大尺度凝结潜热, 可以写出

$$E = \begin{cases} -\frac{L_0}{c_p} \frac{T}{\theta} \frac{Dq_s}{Dt}, & w > 0, \\ 0, & w \leq 0, \end{cases} \quad (8)$$

其中 c_p 是等压比热, 取为 $1005 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ 。 L_0 是凝结潜热, 它和温度 T 的关系是

$$L_0(T) = [2.501 - 0.00237(T - 273.15)] \times 10^6 (\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}), \quad (9)$$

q_s 是饱和比湿, 它的个别变化通过引入水汽方程来求解, 即

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{Dq}{Dt} &= \frac{Dq_s}{Dt}, & \text{当 } r \geq 1, w > 0, \\ \frac{Dq}{Dt} &= 0, & \text{当 } r < 1, w \leq 0, \end{aligned} \right. \quad (10)$$

其中 q 为比湿, r 为相对湿度。上式的意思是如果空气微团达到饱和, 同时又做上升运动, 则产生凝结现象, 当条件之一不满足时则不发生凝结。(10)式在给出初始比湿场后, 可通过等压凝结法求解。显然在求得 $\frac{Dq}{Dt}$ 后, 加热率 E 就能求出。

2. 积云对流加热

本文对三种积云对流加热方案^[4,5,6]进行了计算, 为节省篇幅, 各方案的具体表达式可参考有关文献。这里要特别指出的是, Mak 和 Bannon^[4] 方案认为在云底高度处存在加热, 而在 PBL 方案^[5]与 Craig 和 Cho 方案^[6]则认为不存在加热。

3. 感热加热

按 Moore^[6] 的取法, 可由下述公式计算感热 E_s ,

$$E_s = c_H \nu_g(x, 0, t) \Delta\theta(x, 0, t) h(x), \quad (17)$$

其中 c_H 是无量纲交换系数, 通常取为 10^{-3} , $\Delta\theta$ 是地表温度和地表空气温度之差, 为简单起见, 取为

$$\Delta\theta = ST_m \exp \left[- \left(\frac{x - x_s}{L_{ST}} \right)^2 \right], \quad (18)$$

式中 L_{ST} 是感热加热的半宽度, $x = x_s$ 是感热加热中心, (17)式中的 $h(z)$ 取为

$$h(z) = \begin{cases} 2/L_s - 6z^2/L_s^3 + 4z^3/L_s^4, & z \leq L_s \\ 0, & z > L_s \end{cases} \quad (19)$$

三、数值结果与分析

在下面的数值计算中, 计算区域的水平范围为 $-2500 \sim 2500$ km, 垂直范围为 $0 \sim 10$ km, 水平格距为 50 km, 垂直格距为 250 m。时间积分方案采用蛙跳格式, 步长为 300 s, 其余参数的取值如下: $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $N_0^2 = 10^{-4} \text{ s}^{-2}$, $\alpha = 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, $g = 9.8 \text{ cm/s}^2$, $\theta_0 = 300 \text{ K}$ 。

初始位温扰动场为

$$\theta'(x, z, 0) = \Delta\theta_s \arctg \left(\delta_1 \frac{x - x_s}{L_s} + \delta_2 \frac{z}{H} \right), \quad (20)$$

式中 $\Delta\theta_s$ 是天气尺度锋面结构位温场的温差, 取为 $\Delta\theta_s = 7.6 \text{ K}$, 这是实际观测的典型值, δ_1 和 δ_2 是决定锋面性质和坡度的参数, 分别取为 3.15 和 2.5; L_s 取千公里的天气尺度; x_s 为初始锋区的中心位置, 本文取为零。

我们共进行了六个试验, 试验名称分别为无加热对比试验、大尺度凝结加热试验、积云对流加热 Craig 和 Cho 方案试验、积云对流加热 Mak 和 Bannon 方案试验、积云对流加热 PBL 方案试验和感热加热试验, 各试验的加热参数将在下面讨论中具体给出。

图 1 给出了无加热对比试验初始时刻及第 25 小时的位温场和非地转环流场的叠加图、第 25 小时的沿锋面地转风场(下简称地转风场)、最大 $\frac{\partial \theta}{\partial x}$ 随 z 变化曲线和最大垂直速度随时间变化曲线。由图 1 显见, 在变形场的作用下, 锋生过程主要发生在地面附近的下层和对流层顶附近的高空。这是因为在这里, 纬向速度 u_s 是辐合的 ($\frac{\partial u_s}{\partial x} < 0$); 而

在区域内部,因锋前上升、锋后下沉,造成 $\frac{\partial w}{\partial x} > 0$, 由位温梯度变化公式

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \right) = \sigma \frac{\partial \theta}{\partial x} - \left(\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + \frac{\partial E}{\partial x}, \quad (21)$$

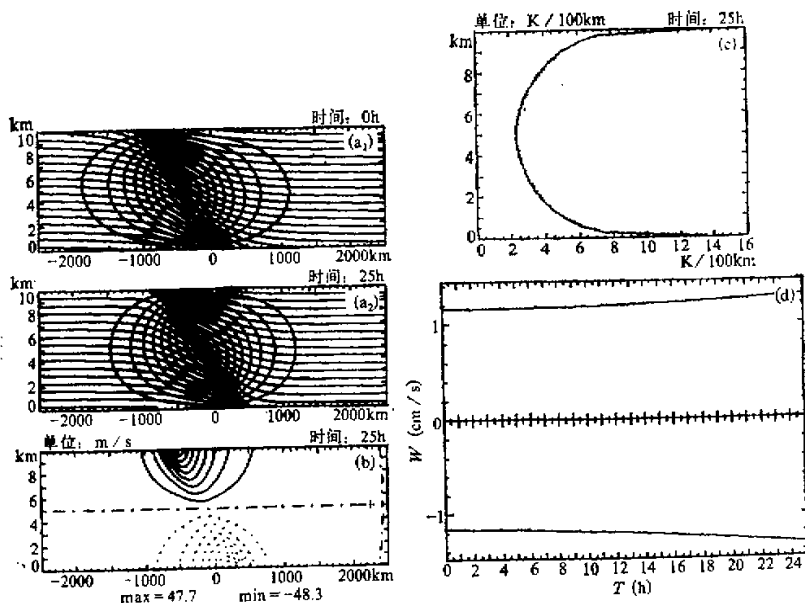


图 1 无加热情况

(a) 位温场和非地转环流场的叠加图 (0, 25h), (b) 沿锋面的地转风场 (25h),
 (c) 最大 $\frac{\partial \theta}{\partial x}$ 随 z 变化曲线 (25h), (d) 最大垂直速度随时间变化曲线。

显见,在地面和对流层顶附近的锋区,当 $E = 0$ 时,由于非地转辐合和变形场的共同作用,造成锋的加强,而在区域内锋区的加强就不明显。这从图 1c 也能看出。由图 1b 易见无加热时地转风场存在对称性。最后由图 1d 可见,在锋生过程中,垂直速度随时间呈平缓缓慢增大,从初始时刻的 1.16cm/s 增大到第 25 小时的 1.29cm/s 。

下面我们在图 1 的基础上,研究和比较大尺度凝结潜热、积云对流加流及感热对冷锋锋生过程的影响。

图 2 给出了大尺度凝结加热存在时第 25 小时的最大 $\frac{\partial \theta}{\partial x}$ 随 z 变化曲线、加热场及非地转环流场和最大垂直速度随时间变化曲线。由图 2a 可见,在 2.5km 以下最大 $\frac{\partial \theta}{\partial x}$ 是随高度快速减小的,而在 $2.5-5.5\text{km}$ 高度范围内出现了波动,并且数值增大。和图 1c 对比,易知区域内部一定高度范围内的锋区强度得到了加强,同时通过对比也知道加热对地面和对流层顶最终锋面强度的影响不大。这是因为加热场只在区域内部 $2-6\text{km}$ 高

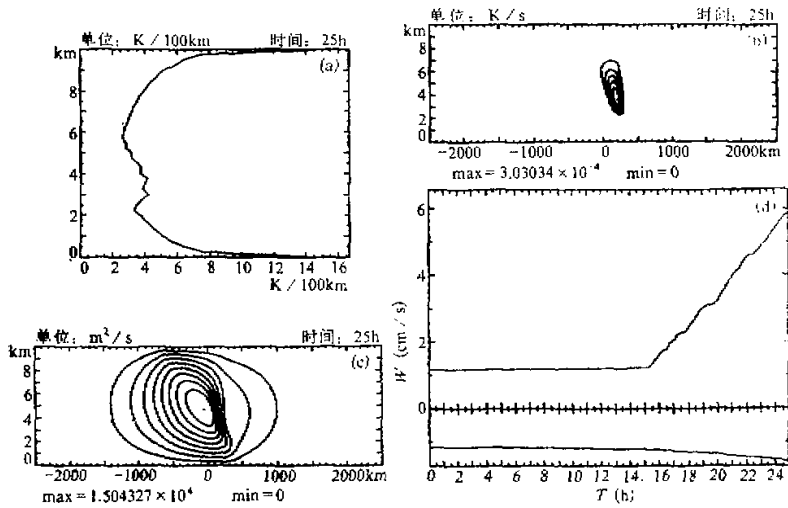


图 2 大尺度凝结加热

计算中初始比湿场取为初始饱和比湿场的 0.6 倍。

- (a) 最大 $\frac{\partial \theta}{\partial x}$ 随 x 变化曲线 (25h), (b) 加热场 (25h), (c) 非地转环流场 (25h),
 (d) 最大垂直速度随时间变化曲线。

度范围内出现(见图 2b),再由(21)式知,在这个高度范围内有 $\frac{\partial E}{\partial x} > 0$; 因此由于加热的存在而在区域内部出现了锋生,其强度超过因 $\frac{\partial w}{\partial x} > 0$ 而产生的锋消强度,从而使区域内部的锋区强度比未加热时区域内部的锋区强度要大。因此,我们认为在适量水汽存在的条件下,通过凝结潜热释放,锋面降水可以改变锋区结构。另外,也可以看出大尺度凝结潜热的加热作用具有局地性。

对比图 2c 和图 1a, 显见,凝结潜热的释放改变了锋面环流的对称性,它表现为暖区上升环流的水平范围收缩变窄,环流中心右侧出现等值线密集区,在密集区的东侧约 300km 左右处,还有两条孤立的等值线。计算表明,锋面环流的对称性是在加热出现后失去的。由 $w = -\frac{\partial \phi}{\partial x}$ 知,垂直速度的零线和非地转环流的中心轴是重合的,环流中心的左侧是下沉运动,右侧是上升运动。因此,由上述锋面环流场的特征,易知环流中心右侧的等值线密集区在垂直运动场上表现为一支狭窄(约 200km 左右)的强上升运动区,即锋前暖区有一较强的雨带,宽约 200km,这和地面锋区的宽度差不多;而在密集区东侧的两条等值线,则表明在强降雨带的东侧还有一片水平范围较大的弱上升运动区,即弱降水区。计算显示(图略),锋面垂直环流场也明显反映出上述特征。上述模拟结果比 Hoskins 和 Bretherton^[2]、Thorpe 和 Emanuel^[11] 的理论结果更符合 Browning^[9] 的实测结果(见文献[9]图 4b),这说明直接引入水汽方程研究大尺度凝结加热对锋生过程的影响可能是

更合适的选择。

由图 2d 的最大垂直速度随时间变化曲线可见,在未出现凝结加热前(16 小时以前),上升速度随时间缓慢增加,但在 16 小时之后,上升速度突然增大,在 9 个小时内由 1.2 cm/s 增大至 5.8 cm/s,是无加热时最大上升速度的 4.5 倍。可见加热作用一方面可以使锋前暖区出现多重上升运动,另一方面可以明显加强锋面的最大上升速度,同时会造成锋前暖区降水的突发性增强。

图 3 给出了利用 Craig-Cho 积云对流加热方案计算的第 25 小时的最大 $\frac{\partial \theta}{\partial x}$ 随 z 变化曲线、加热场及非地转环流场和最大垂直速度随时间变化曲线。对比无加热的物理量场(见图 1),易见区域内部(5—9 km)高度范围内由于加热作用,出现了一个附加锋生场,使得区域内部的锋区强度比无加热时要大,但是和图 2a 相比,积云加热区域内部锋区的加强没有大尺度凝结加热时明显;另外还可看出积云加热使区域边界的锋区强度有所加强。由图 3c 可见,积云加热使锋面环流的上升支坡度变陡,近乎垂直,且水平范围变小,最后的水平范围约是无加热时的 1/2,与此相对应,锋前上升运动区的水平范围约为初始时的一半,即积云加热下只有一条宽为 500 km 的雨带。由图 3d 可知,积云加热下的上升速度随时间较平稳地增大,至第 25 小时,上升速度可达 3.1 cm/s,约是无加热时的 2.5 倍,但仅是大尺度凝结加热时的 1/2。

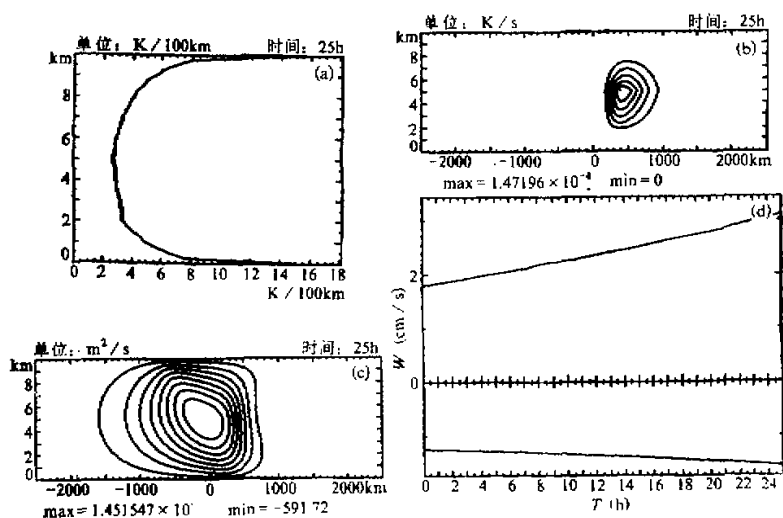


图 3 积云对流加热

计算中取 $\theta = 1.0$, $z_R = 1.5 \text{ km}$, $z_L = 5 \text{ km}$, $z_T = 8 \text{ km}$ 。

(a) 最大 $\frac{\partial \theta}{\partial x}$ 随 z 变化曲线 (25h), (b) 加热场 (25h), (c) 非地转环流场 (25h);

(d) 最大垂直速度随时间变化曲线。

从上面的分析,我们一方面可以看到积云对流加热对冷锋锋生过程确有影响,另一方面通过和大尺度凝结加热试验对比,可见大尺度凝结加热对冷锋锋生过程的影响比积云

对流加热的影响要大。我们认为这是由于两种形式的加热场具有不同的结构造成的。对比图 2c 和图 3c 显见, 大尺度凝结加热的加热场等值线间隔小, 并且是非均匀分布的, 而积云对流加热的等值线间隔大, 且分布均匀, 因此大尺度加热的加热率水平梯度比积云加热的要大得多, 由 S-E 方程和(21)式知, 对锋面环流或锋面强度起作用的是加热率的水平梯度, 所以大尺度凝结加热的加热场结构决定了它对锋生过程的影响比积云加热的影响要大。由此我们进一步认为, 在对锋前积云加热进行参数化时, 不仅要考虑加热随高度的分布, 而且要考虑积云对流加热的水平分布。

我们还对积云对流加热的 PBL 方案和 Mak-Bannon 方案进行了计算。发现: 1) 不同加热方案都可以使区域内部的锋区强度增大, 其中 Craig-Cho 方案还可使地面及对流层顶的锋区强度有所加强(见图 3a), 并使锋面环流的上升支范围缩小和变陡。Mak-Bannon 方案可使积云底部附近的锋区强度得到加强, 甚至可以超过地面的锋区强度(图略)。2) 不同加热方案都可以使最大上升速度增大, 其中 Craig-Cho 方案增大最多, PBL 方案仅比无加热时大 0.3cm/s 。此外 Craig-Cho 方案还可使上升运动的水平范围缩小至无加热时的一半, Mak-Bannon 方案则可在锋前形成两条中尺度雨带, 在文献[4]中, Mak 和 Bannon 没有得到这一结果, 可能是由于本文给出的初始位温场的垂直和水平梯度比文献[4]的大得多, 从而有强得多的位能可以转换成动能的缘故。

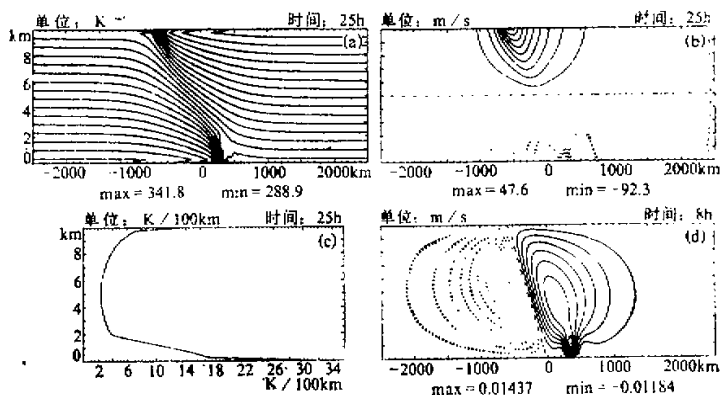


图 4 感热加热

计算中取 $ST_{\max} = -10\text{K}$, $x_{T1} = 400\text{km}$, $L_{ST} = 100\text{km}$, $L_z = 2\text{km}$ 。

(a) 位温场 (25h), (b) 地转风场 (25h), (c) 最大 $\frac{\partial \theta}{\partial x}$ 随 z 变化曲线 (25h), (d) 垂直速度场。

最后我们来看感热加热对锋生过程的影响。图 4 给出了感热加热下第 25 小时的位温场、地转风场及最大 $\frac{\partial \theta}{\partial x}$ 随 z 变化曲线和第 8 小时的垂直速度场。由图可见, 感热加热使地面附近的锋区 (2km 高度以下) 变直, 强度达到 $32\text{K}/100\text{km}$, 是无加热时的 2.3 倍, 地面的地转风数值远大于高空的, 使高低空地转风分布失去对称性。此外还可以看到, 地面地转风速中心的西侧, 地转风的垂直切变得加强, 即锋区的斜压性得到加强, 而在东

侧,地转风的垂直切变比初始时刻小。以上计算结果,我们可以通过对加热场的分布得到解释。计算表明加热区自始至终都在锋前暖区的地面附近(垂直范围约为 2km),所以感热加热使加热区附近 2km 高度以内的空气得到加热,位温升高,地面附近的位温可升高至 2km 高度处同样的数值,于是出现了等位温线变直的现象,并且在地面附近同时出现了一个暖池。暖池的出现,一方面加大了锋前暖区和锋后冷区之间的位温梯度,使锋面冷区一侧的斜压性得到明显加强,另一方面减小了紧挨加热区附近的空气同东侧更暖空气的位温梯度。由图 4c 还可发现,感热加热范围内的锋区强度得到明显加强,这说明感热加热在加热范围内也诱发出了一个附加锋生场。

由图 4d 可以看到,在第 8 小时,加热区的垂直速度等值线出现了一个尺度为百公里的波动,并且最大上升速度中心出现在波动里,可见在暖区引入具有中尺度结构的感热加热,就有可能在锋前产生具有中尺度结构的锋面雨带。Hoskins 等^[10]和吕克利^[11]曾指出,只要在初始时刻的位温场中引入中小尺度位温扰动,在变形场作用下,就可以在锋前形成中尺度雨带,但是中小尺度位温扰动并不总能出现的,有时在没有中小尺度位温扰动的情

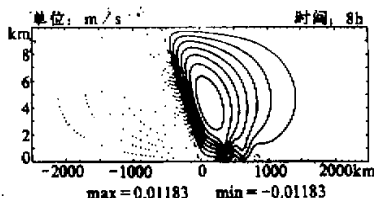


图 5 二个感热加热存在下第 8 小时的垂直速度场

况下,也有可能出现中尺度雨带,譬如前面我们看到的中尺度感热源所引起中尺度雨带。在实际大气中,中尺度感热源是比较容易出现的,如冬天的湖面,或一个海峡,或者是白天受辐射的中尺度地形等。为了进一步说明中尺度范围的感热加热是产生中尺度雨带的一种可能机制,我们在暖区引入两个中尺度感热加热区。计算的初始位温场同图 4,第一个感热源在 $x = 400\text{km}$ 处, $ST_{mx} = -5\text{K}$, $L_{ST} = 100\text{km}$, 第二个在 $x = 650\text{km}$ 处, $ST_{mx} = -10\text{K}$, $L_{ST} = 100\text{km}$, 图 5

给出了计算的第 8 小时垂直速度场。由图可见,两个具有中尺度范围的感热源,在垂直速度场中激发了两条中尺度的上升运动带,位置正好都在感热源上空,并且靠近锋面的上升运动带的上升速度比离锋面较远的上升运动带的上升速度要大。另外我们还可以发现两条中尺度上升运动带的间隔始终是初始时两个感热加热区之间的间隔,并未由于变形场的作用而缩小,这是由于感热源的地理位置不会因为变形作用而改变。综上所述我们认为,多个感热源有可能产生多条中尺度雨带,其间隔由感热加热源间的相对距离决定。

四、结 论

通过对上述数值试验结果的分析,我们可以得到以下主要结论:

(1) 大尺度凝结潜热、积云对流加热和感热都对锋生过程有影响,其中大尺度凝结潜热对锋生的影响最明显。所有类型的加热都能在加热区内产生一个附加的锋生场,从而使加热区内的锋区强度得到明显加强,同时这种加强具有局地性。

(2) 大尺度凝结潜热可使锋面环流非对称地发展,在锋前暖区出现一条水平范围为 200km 的强上升运动带,而在强上升运动带的东侧还有一片水平范围较大的弱上升运动

况。

(3) 积云对流加热可增加锋生过程中的最大上升速度。Craig-Cho 方案可使上升运动的水平范围比无加热时缩小一半,并使上升支变陡,其它两种方案则不能明显缩小上升环流的范围。Mak-Bannon 方案可在锋前暖区的低层形成两条中尺度雨带。

(4) 试验表明,根据 CISK 思想设计的 PBL 方案对冷锋锋生过程的影响较其它两种积云对流加热方案的影响要小。另外,在对锋前积云对流加热进行参数化时,不仅要考虑加热随高度的分布,而且要考虑加热的水平分布。

(5) 感热加热可使低层锋面变直,在锋前出现暖池,使地面和高空的地转风分布不再具有对称性。此外感热加热还可在加热区上空产生中尺度雨带,当有多个感热源时,就会有中尺度雨带出现,雨带间的间隔由感热加热源间的地理相对位置决定。

参 考 文 献

- [1] Thorpe, A.J., and K.A. Emanuel, 1985, Frontogenesis in the presence of small stability to slantwise convection, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1809—1824.
- [2] Hoskins, B.J., and F.P. Bretherton, 1972, Atmospheric Frontogenesis Models: Mathematical Formulation and Solution, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 11—37.
- [3] Cho, H.R. and D. Chan, 1991, Meso- β Scales Potential Vorticity Anomalies and Rainbands. PartII: Moist Model Simulations, *J. Atmos. Sci.*, **48**, 331—341.
- [4] Mak, M., and P.R. Bannon, 1984, Frontogenesis in a moist semigeostrophic model, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3485—3500.
- [5] Craig, G., and H.R. Cho, 1988, Cumulus Heating and CISK in the Extratropical Atmosphere PartI: Polar lows and Comma Clouds, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2622—2640.
- [6] Moore, G.W. Kent, 1991, Frontogenesis in the presence of surface heating, *J. Atmos. Sci.*, **48**, 63—75.
- [7] 张玉玲等, 1986, 数值天气预报, 科学出版社。
- [8] Charney, J.G., and A. Eliassen, 1964, On the growth of the hurricane depression, *J. Atmos. Sci.*, **21**, 68—75.
- [9] Browning, K.A., Hardman, M.E., Harrold, T.W., and Pardoe, C.W., 1973, The structure of rainbands within a mid-latitude depression, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **99**, 215—231.
- [10] Hoskins, B.J., E.C. Neto and H.R. Cho, 1984, The formation of multiple fronts, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **110**, 881—896.
- [11] 吕克利, H. R. Cho, 1991, 大气层结和中尺度位温扰动对锋区多重垂直运动带形成的影响, *气象学报*, **19**, 278—287。

Comparative Study of the Effects of Diabatic Heating on the Frontogenetical Process of the Cold Front

Nong Shangyao, Lu Keli and Qian Taotao

(*Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, 210008*)

Abstract

A semigeostrophic model is used to study the effects of diabatic heating on the frontogenetical process of the cold front. It is shown that the frontal strength in the heating field is evidently strengthened by diabatic heating (including large-scale condensational, cumulus and surface sensible heating). The upward motion of the frontal zone is also enhanced by these three kinds of heating. The large-scale condensational heating produces a severe rainband whose scale is about 200km in the warm sector of the front. Cumulus heating decreases the horizontal scale of upward motion and produces multiple mesoscale rainbands in the lower atmosphere. Surface sensible heating is a possible mechanism of the formation of multiple mesoscale rainbands. The calculating results also show that large-scale condensational heating is more effective than cumulus and surface sensible heating for frontogenesis and can influence all physical quantities in the frontogenetical process. Cumulus and surface sensible heating can only affect the fields of potential temperature and vertical velocity.

Key words: diabatic heating; cold front; frontogenetical process.