

高低空急流与水汽凝结过程对暖锋环流演变的影响*

吕克利 蒋后硕**

(南京大学大气科学系, 南京, 210093)

摘 要

利用包括水汽凝结过程的原始方程模式模拟了高空西风急流和低空南风急流中暖锋环流的演变以及凝结的发生。计算结果显示,水汽凝结过程对暖锋环流有非常重大的作用,是暖锋锋区产生强中尺度深对流的重要机制。与干模式大气中高空西风急流对暖锋环流的影响远大于低空南风急流的结论相反,在含有水汽凝结过程的湿大气中,低空南风急流的作用远大于高空西风急流,它是暖锋锋区中产生强中尺度降水的更重要因子;高低空急流的共同作用,对湿暖锋锋区中多重中尺度雨带的形成具有重要作用。

关键词: 高低空急流, 凝结, 暖锋。

1 引 言

锋生和成熟锋面环流的演变都是锋面动力学研究的重要对象,Orlanski 和 Ross^[1], Ross 和 Orlanski^[2]讨论过干湿模式大气中冷锋环流的演变,吕克利和钱滔滔^[3],吕克利和赵德明^[4]对高空西风急流和低空南风急流中干、湿冷锋环流的演变作了进一步探讨,指出对干模式大气而言,高空西风急流对冷锋环流演变的影响远大于低空南风急流,对湿冷锋环流的演变,低空南风急流的作用则更大些。上述讨论都是针对冷锋环流的。

早在 1919 年, Bjerknes 就在天气分析中发现了暖锋。在中国,暖锋虽然很少单独出现,但在东北低压、江淮气旋和黄河气旋中常有暖锋存在。暖锋在天气系统中的重要性虽然不及冷锋,但是作为大气环流系统中的一个重要成员,其环流的演变以及降水的形成,无疑也是值得研究的。美国华盛顿大学的气象学家们利用 CYCLES 的观测资料,对暖锋作了系统的天气分析研究^[5~7],提出了暖锋降水一般具有中尺度特征,水汽凝结和中尺度抬升对暖锋雨带的形成和增强是决定性的。图 1 是 1977 年 12 月 13 日在华盛顿州太平洋沿岸观测到的暖锋雨带分布图^[7],显示出明显的中尺度特征,雨带间距为 50~150km 之间。对此暖锋雨带的计算结果显示,雨区上升速度达到 100cm/s^[6]。

本文利用包括水汽凝结过程的湿大气原始方程模式,探讨高空西风急流、低空南风急流、高低空急流并存和水汽凝结过程对暖锋锋区中尺度雨带形成的作用,以及对暖锋环流演变的影响。

* 初稿时间:1998 年 1 月 21 日;修改稿时间:1998 年 9 月 28 日。

资助课题:国家自然科学基金。

** 现为美国约翰·霍普金斯大学博士生。

2 湿大气暖锋模式简介

2.1 二维湿大气方程组

为简单起见,设暖锋为平行于 y 轴的平直平面,因此,问题化为 x, z 平面上的二维问题,所有变量(除背景位温场 $\theta_g = \theta_g(x, y, z)$ 外)都与 y 无关,于是,包括背景风场 $u_g(z)$ 和 $v_g(z)$ 的干大气方程组为^[3]:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} - J(\Psi, \alpha_0 \zeta) = f \frac{\partial v}{\partial z} -$$

$$\frac{f}{\alpha_0} \frac{\partial \alpha_0}{\partial z} v_g - \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial x} - f \frac{\partial v_g}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} (K \nu_e \frac{\partial \zeta}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (\nu_e \frac{\partial \zeta}{\partial z}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \alpha_0 J(\Psi, v) = -f \alpha_0 \frac{\partial \Psi}{\partial z} + f u_g + \frac{\partial}{\partial x} (K \nu_e \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (\nu_e \frac{\partial v}{\partial z}) \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} - \alpha_0 J(\Psi, \theta) = & -\alpha_0 \frac{f \theta_0}{g} \frac{\partial v_g}{\partial z} \frac{\partial \Psi}{\partial z} + \frac{f \theta_0}{g} \frac{\partial u_g}{\partial z} v + \frac{\alpha_0 \theta_0}{g} N^2 \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} (k_e \frac{\theta_0}{g} N^2) + \\ & \frac{\partial}{\partial x} (K k_e \frac{\partial \theta}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (k_e \frac{\partial \theta}{\partial z}) \end{aligned} \quad (3)$$

式中 v 为沿锋速度, θ 为位温, $\alpha_0 = \frac{1}{\rho_0} = \alpha_s (1 - \frac{gz}{c_p \theta_0})^{\frac{1}{\gamma_p/\gamma_s - 1}}$ 是比容, α_s 是地面比容, 取为常值.

$\zeta = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}$ 为 xz 平面上的涡度分量, Ψ 为流函数, $u = \alpha_0 \frac{\partial \Psi}{\partial z}$, $w = -\alpha_0 \frac{\partial \Psi}{\partial x}$, 于是, 涡度又可改写为

$$\zeta = \alpha_0 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_0 \frac{\partial \Psi}{\partial z}) \quad (4)$$

在干大气中, 由于水平速度比垂直速度大两个量级以上, 因此, 式(4)可用其静力近似公式

$$\zeta = \frac{\partial}{\partial z} (\alpha_0 \frac{\partial \Psi}{\partial z}) \quad (5)$$

代替. 背景风场 $u_g(z)$, $v_g(z)$ 和层结参数 N^2 与背景位温场 $\theta_g(x, y, z)$ 之间满足下述关系:

$$f \frac{\partial u_g}{\partial z} = -\frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta_g}{\partial y}, \quad f \frac{\partial v_g}{\partial z} = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta_g}{\partial x}, \quad N^2 = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta_g}{\partial z}$$

ν_e 和 k_e 分别是动量和热量湍流涡动粘性系数, K 为常值, 以使水平湍流涡动粘性系数放大 K 倍, 根据文献[2], 取 $K = 1000$.

考虑水汽凝结过程, 上述干模式方程组必须作出改变. 研究^[8]显示, 水汽和凝结水对大气运动的作用主要表现在垂直运动方程中浮力项的改变上. 由于虚位温可以表述相对浮力, 因此利用虚位温 θ_v 的近似表达式

$$\theta_v \approx \theta + \theta_0 (0.608q - c)$$

可把包含水汽和凝结水的二维垂直运动方程改写为

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\alpha_0 \frac{\partial p'}{\partial z} + g \left(\frac{\theta}{\theta_0} + 0.608q - c \right) + g \frac{\theta_g}{\theta_0} +$$

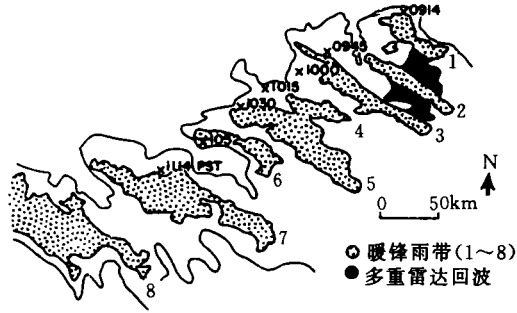


图1 1977年12月13日华盛顿州观测到的暖锋雨带^[4]

$$\frac{\partial}{\partial x}(K\nu_e \frac{\partial w}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z}(\nu_e \frac{\partial w}{\partial z})$$

式中 q 为水汽混合比, c 为凝结水混合比, 这样, 考虑水汽和凝结水的涡度方程(1)变为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} - J(\Psi, \alpha_0 \zeta) = f \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{f}{\alpha_0} \frac{\partial \alpha_0}{\partial z} v_g - g \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\theta}{\theta_0} + 0.608q - c \right) - f \frac{\partial v_g}{\partial z} + \\ \frac{\partial}{\partial x}(K\nu_e \frac{\partial \zeta}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z}(\nu_e \frac{\partial \zeta}{\partial z}) \end{aligned} \quad (6)$$

方程(2)维持不变。此外, 式(4)仍可用式(5)代替, 因为有凝结过程发生时垂直速度虽然与水平速度可以比拟, 但对于描述锋面这种大气现象, 运动的水平尺度比垂直尺度至少大一个量级。

由于水汽和凝结水的存在, 式(3)中也必须考虑由于凝结潜热释放所伴随的源项, 式(3)可改写为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} - \alpha_0 J(\Psi, \theta) = \frac{L_v}{c_p \pi_0} \frac{\partial \delta}{\partial t} - \alpha_0 \frac{f \theta_0}{g} \frac{\partial v_g}{\partial z} \frac{\partial \Psi}{\partial z} + \frac{f \theta_0}{g} \frac{\partial u_g}{\partial z} v + \alpha_0 \frac{\theta_0}{g} N^2 \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \\ \frac{\partial}{\partial z} (k_e \frac{\theta_0}{g} N^2) + \frac{\partial}{\partial x} (K k_e \frac{\partial \theta}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (k_e \frac{\partial \theta}{\partial z}) \end{aligned} \quad (7)$$

式中 δ 为实际相变值。此外, 还须考虑水汽 q 和凝结水 c 的变化方程, 它们分别是

$$\frac{\partial q}{\partial t} - \alpha_0 J(\Psi, q) = - \frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (K k_e \frac{\partial q}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (k_e \frac{\partial q}{\partial z}) \quad (8)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} - \alpha_0 J(\Psi, c) = \frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (K k_e \frac{\partial c}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (k_e \frac{\partial c}{\partial z}) \quad (9)$$

以及相变 δ 的方程:

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = \alpha_0 J(\Psi, q) + \frac{\partial}{\partial x} (K k_e \frac{\partial q}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (k_e \frac{\partial q}{\partial z}) - k q_s \frac{L_0 \pi_0}{R_v T_0^2} \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (10)$$

式中 $k \leq 1$, 文中取为 0.95, q_s 是饱和比湿, 由下式给出:

$$q_s = q_{s0} \exp \left[\frac{L_v \pi_0}{R_v T_0^2} \theta \right] \quad (11)$$

式中 $q_{s0} = \frac{0.622}{P_0(z)} e_{s0} \exp \left[\frac{T_v}{R_v} \left(\frac{T_0 - T_{00}}{T_0 T_{00}} \right) \right]$, $\pi_0 = \left(\frac{P_0(z)}{1000} \right)^{\frac{R_d}{c_p}}$, $P_0(z) = \frac{R_d T_0(z)}{\alpha_0}$, $T_0(z) = \theta_0 -$

$\frac{g z}{c_p}$, e_{s0} 是 $T_0 = T_{00}$ 时的饱和水汽压值。

方程(6), (2), (5), (7)~(10)组成了描述湿模式大气中锋面运动方程组。方程组的计算方案, 边界条件以及涡动粘性参数化方案, 本文基本上采用文献[2]的, 只是方程组中多了与 v_g 有关项, 具体计算公式见附录。

2.2 初始暖锋结构的设计

我们采用给出初始速度场 v , 通过热成风公式确定初始位温场 θ , 具体步骤如下:

1) 给定右边界上位温直减率 $\frac{\partial \theta}{\partial z}$, 本文设为

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \begin{cases} 2.0 \times 10^{-3} \text{K/m}, & z < 2000\text{m} \\ 4.0 \times 10^{-3} \text{K/m}, & 2000\text{m} \leq z \leq 10000\text{m} \\ 14.5 \times 10^{-3} \text{K/m}, & z > 10000\text{m} \end{cases} \quad (12)$$

再假定右边界地面上的位温值为 θ_{00} (取 $\theta_{00} = 297.5\text{K}$), 由此得到右边界上各点位温值。

2) 给定初始速度场 $v(x, z)$, 为表征暖锋特征, 取

$$v(x, z) = \frac{A-x}{2x_0} v_m \{1 - \tanh[\beta(A-x+\alpha z-x_0)]\} - v_m \exp\{-R_j^{-2}[(z-z_j)^2 + (r(A-x-x_j))^2]\} \quad (13)$$

式中 $A = 1.6 \times 10^6 \text{m}$, $v_m = 20 \text{m/s}$, $x_0 = 1 \times 10^6 \text{m}$, $\alpha = 100$, $\beta = \frac{1}{50000} \text{m}^{-1}$, $r = 0.03$, $x_j = x_0$, $z_j = 4000 \text{m}$, $R_j = 4000/\sqrt{2}$ 。这一初始暖锋风速场反演到位温场, 相当 200km 8°C 的温差。

3) 利用热成风公式 $\frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{f\theta_0}{g} \frac{\partial v}{\partial z}$, 得到初始暖锋位温场 $\theta(x, z)$ 。图 2 给出了计算得到的初始位温场 θ 和速度场 v 。

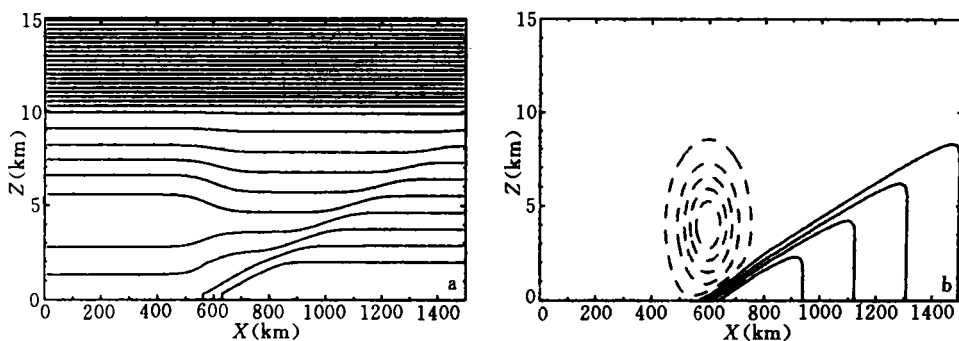


图 2 初始暖锋位温场和速度场

(a. θ 场; b. v 场。虚线为北风, 实线为南风)

2.3 水汽的加入

为使模式大气进行初始调整而得到一个稳定的暖锋非地转环流, 模式开始运行时并不引入水汽, 先在干大气条件下运行 t_m 时间 (本文取 $t_m = 5 \text{h}$), 然后把水汽加入。具体做法是, 对给定的相对湿度 $R(x, z)$, 在 t_m , $t_m - \Delta t$ 和 $t_m - 2\Delta t$ 三个时间层上确定出每一格点上的水汽混合比 q :

$$q = q_s R(x, z) \quad (14)$$

然后运行关于 q 和 c 以及 δ 的方程。本文给出的 $R(x, z)$ 与 x 无关, 即

$$R(z) = \begin{cases} \frac{0.1z}{2000} + 0.8, & 0 \leq z < 2000\text{m} \\ -\frac{0.5z}{13000} + \frac{127}{130}, & 2000\text{m} \leq z \leq 15000\text{m} \end{cases} \quad (15)$$

q_s 由式(11)计算。

2.4 背景风场的设置

考虑与实际相当接近的高空西风急流 $u_g(z)$ 和 low 空南风急流 $v_g(z)$, 把它们配置为如下 3 类:

1) 高空西风急流型

$$\begin{cases} u_g = 46.5(4.5 - 3\frac{z}{H_0})\exp[-(2.25 - 1.5\frac{z}{H_0})^2] \\ v_g = 0 \end{cases} \quad (16)$$

2) 低空南风急流型

$$\begin{cases} u_g = 0 \\ v_g = 77.73(\frac{z}{H_0} + 0.08)\exp[-11.1(\frac{z}{H_0} + 0.08)^2] \end{cases} \quad (17)$$

3) 高低空急流并存型

$$\begin{cases} u_g = 46.5(4.5 - 3\frac{z}{H_0})\exp[-(2.25 - 1.5\frac{z}{H_0})^2] \\ v_g = 77.73(\frac{z}{H_0} + 0.08)\exp[-11.1(\frac{z}{H_0} + 0.08)^2] \end{cases} \quad (18)$$

式中 $H_0 = 10\text{km}$ 。 u_g 和 v_g 的高度分布廓线如图 3 所示。

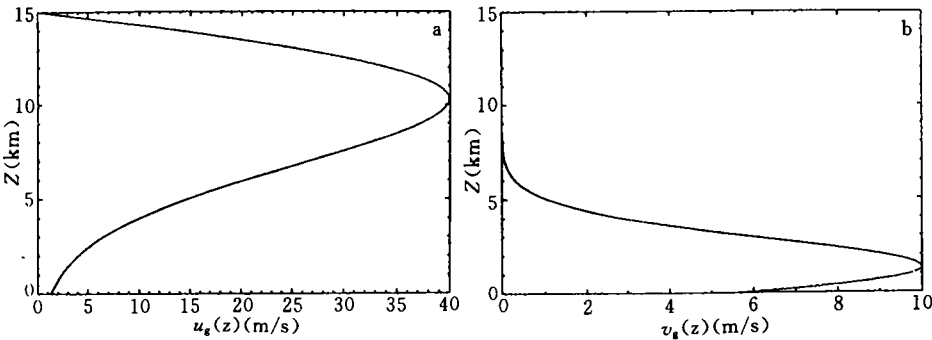


图 3 高低空急流的高度分布图

(a. $u_g(z)$; b. $v_g(z)$)

3 湿大气暖锋模式数值解

模式计算区域 x 方向为 $0 \sim 1500 \text{ km}$, z 方向为 $0 \sim 15 \text{ km}$, 水平格距 $\Delta x = 20 \text{ km}$, 垂直格距 $\Delta z = 200 \text{ m}$, 时间步长 $\Delta t = 60 \text{ s}$ 。空间微商使用中央差, 时间积分用蛙跳格式, 网格为跳点网格, 动力学量 Ψ, ζ, v 定义在整格点 $(i-1, k-1)$ 上, 热力学变量 θ, q, c 定义在半格点 $(i-\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2})$ 上, 湍流涡动粘性系数定义在 $(i-\frac{1}{2}, k)$ 上。积分时, 扩散项滞后一个时步, 并在每 30 个时步对计算结果进行一次时间平滑, 以抑制模态分裂。Jacobian 项采用 Arakawa 的平均动能和拟能守恒格式。

3.1 高空西风急流中的暖锋环流

图 4 给出了高空西风急流背景风场中湿暖锋环流的时间演变, 图中 Ψ' 是非地转扰动流函数 ($\Psi' = \Psi - \Psi_g, \Psi_g = \int a_0^{-1} u_g dz$)。计算显示, 高空西风急流中的湿暖锋环流与静止背景风场(图略)中的环流相比, 强度有极大增强, 正负环流区的范围明显缩小, 在开始的前 15h, 暖锋环流的这种强度增强和范围缩小最为明显, 随后环流强度由于湍流涡动耗散而逐渐减弱, 范围也逐渐扩大而趋于稳定状态。

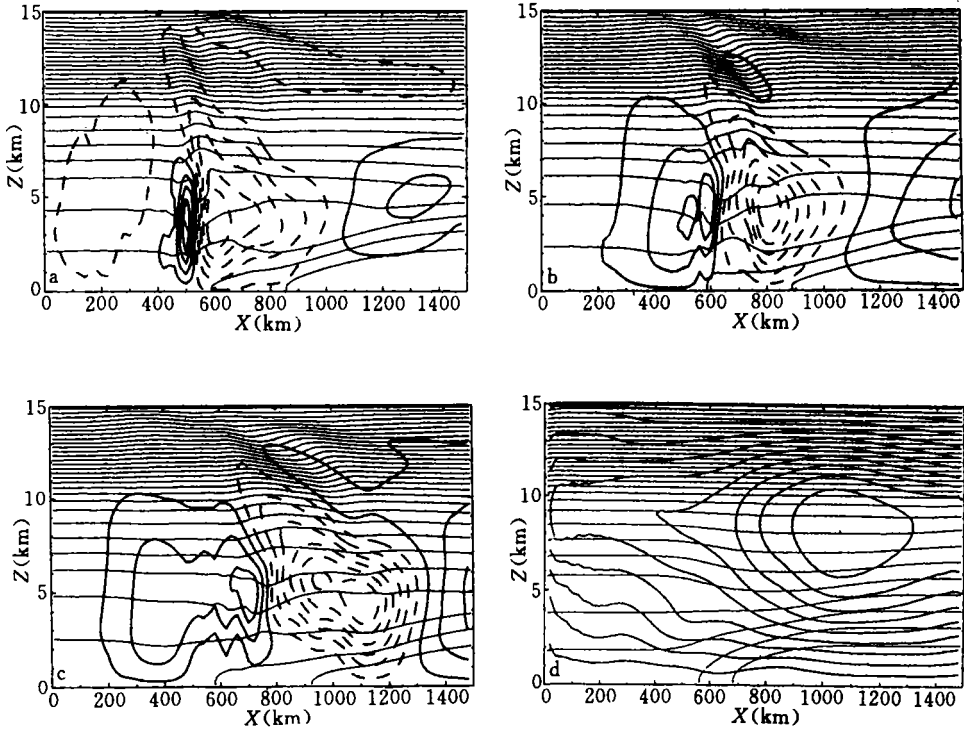


图4 高空西风急流中的暖锋环流

(a. $t = 12\text{h}$; b. $t = 15\text{h}$; c. $t = 18\text{h}$; d. $t = 12\text{h}$ 的干暖锋环流。

细实线为等 θ 线,粗实线为正环流 Ψ' 场,虚线为负环流 Ψ' 场)

暖锋环流受水汽凝结过程的影响非常大,图4a和图4d分别是湿模式和干模式中 $t = 12\text{h}$ 的 Ψ' 场,由此两图易见,水汽凝结过程极大地改变了锋区环流,锋后产生水平尺度只有40 km,垂直伸展达10 km的强正环流(见图4a)。这一正环流在不考虑水汽凝结过程的干模式中(图4d)是不存在的。这在垂直运动场(图5)也明显表现出来。

图5a显示,水汽凝结过程能在暖区激发出强烈的中尺度深厚上升运动区,上升运动一直伸展到对流层顶,干模式中不能产生如此深厚强烈的中尺度对流系统(图略)。水汽凝结过程还使上升速度大大增大,最大上升速度达到55 cm/s,为干模式大气中的最大上升速度8 cm/s的近7倍。最大上升速度 w_{\max} 的时间变化(图5b)也更剧烈,出现峰值的时间比干大气(图5c)也更集中,这说明,水汽凝结过程对暖锋降水的增强具有重要作用。图6是高空西风急流中暖锋锋区凝结区分布图,由图显见,凝结区产生在暖锋附近的暖区中,并随时间向下游移动,水平范围逐渐增大,由 $t = 9\text{h}$ 的30 km到 $t = 12\text{h}$ 时的120 km,再到 $t = 15\text{h}$,由于两个凝结区的合并而形成约300 km的凝结区,垂直伸展也随时间逐渐增大。由图还可发现,凝结区底部高度始终维持在 $z = 2\text{ km}$ 附近,顶部高度在 $t = 18\text{h}$ 之前随时间上升, $t = 18\text{h}$ 之后逐渐降低,凝结强度也以 $t = 15\text{h}$ 为最大,以后逐渐减小,约在 $t = 22\text{h}$,凝结区消失。从图中不难发现,凝结区发生在位温场的槽中即暖区中,并伴有中尺度位温扰动。

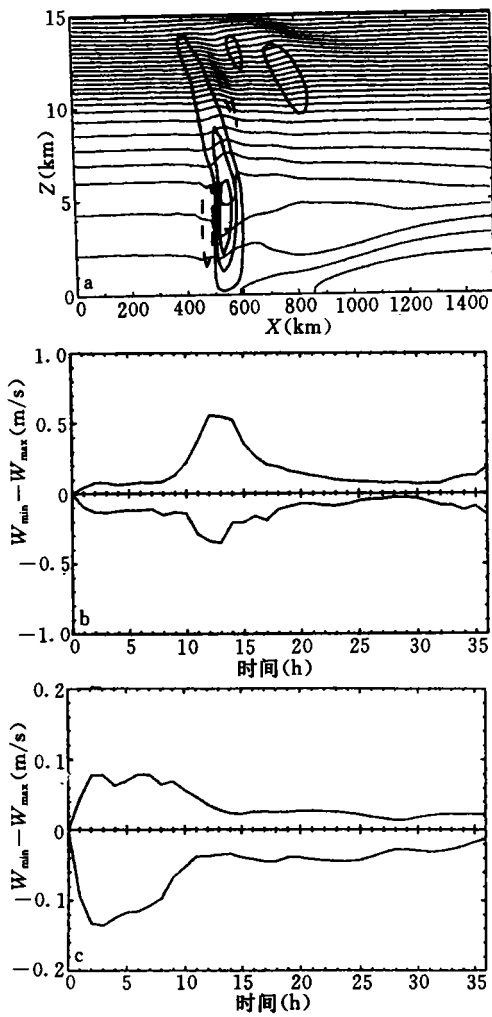


图5 高空西风急流中的锋区垂直运动场
(a. 湿模式中的 w 场 ($t=12$ h); b. 湿模式的 w_{max} 的时间变化; c. 干模式的 w_{max} 的时间变化)

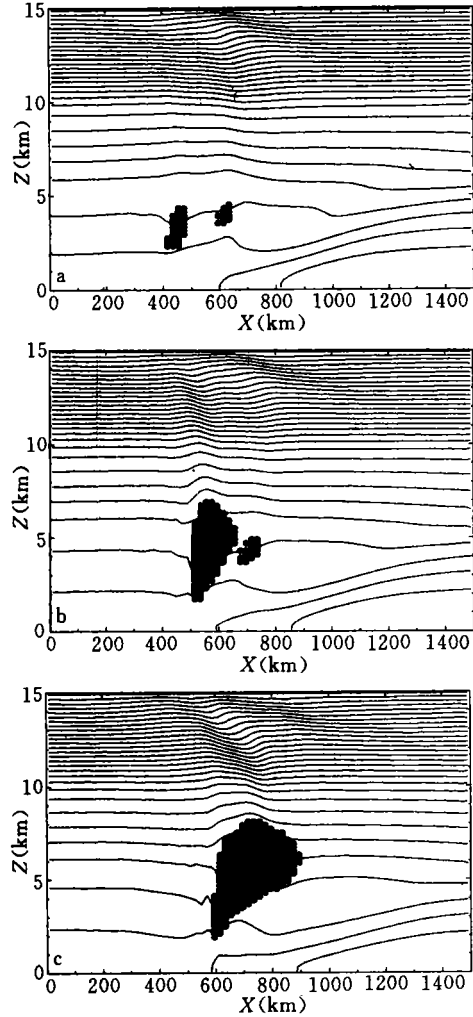


图6 高空西风急流中暖锋锋区的凝结区
(a. $t=9$ h; b. $t=12$ h; c. $t=15$ h)

3.2 低空南风急流中的暖锋环流

图7给出了低空南风急流中湿暖锋环流的时间演变,由图显见,暖锋后部暖区中出现了水平尺度为100 km以下,垂直范围为5 km左右的正环流圈,比干暖锋环流(图7c)强得多。与干大气中低空南风急流中的锋区环流与上升运动比高空西风急流中的弱相反,在湿大气中,低空南风急流中产生的锋区环流和垂直运动(图8)与西风急流中的相比要强得多,水平尺度也小得多。在湿大气中,低空南风急流中产生的最大上升速度达到135 cm/s(图8b),比高空西风急流中产生的55 cm/s(图5b)大一倍多,比干大气南风急流中的最大上升速度4.5 cm/s(图8c)更是大130 cm/s左右。由图8a还可看到,在南风急流中,上升运动区离暖锋的位置比西风急流时更偏向上游。

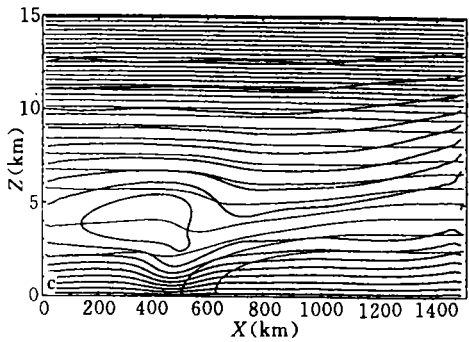
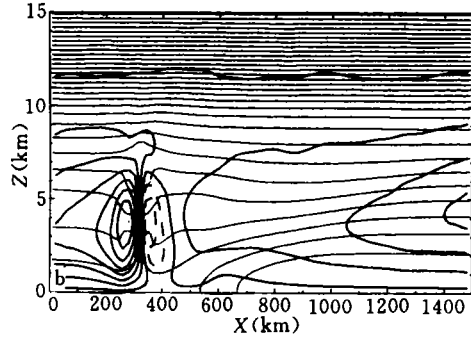
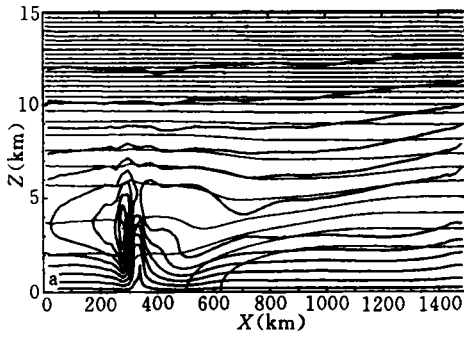


图7 低空南风急流中的暖锋环流
(a. $t = 12$ h; b. $t = 15$ h; c. $t = 12$ h 的干暖锋环流)

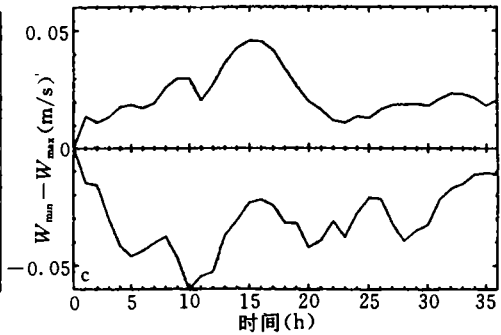
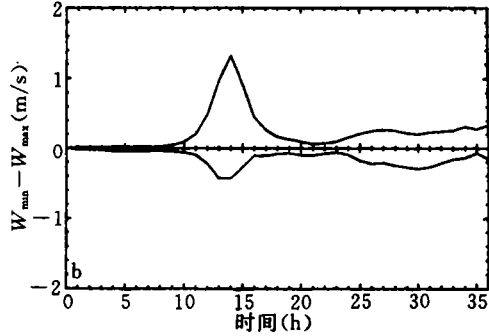
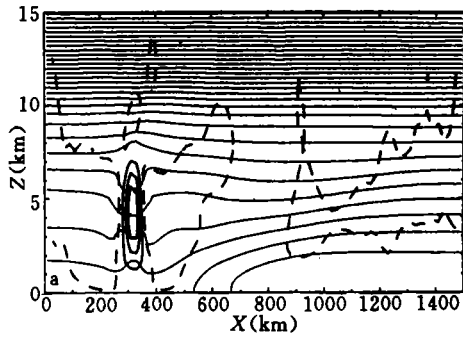


图8 低空南风急流的垂直运动
(a. 湿大气中的 w 场 ($t = 15$ h); b. 湿大气中的 w_{\max} 时间变化; c. 干大气中的 w_{\max} 时间变化)

图9是不同时刻低空南风急流中的锋区凝结区图。计算显示,在南风急流中,凝结强度比西风急流的大,但水平范围比西风急流中的小一些,而且凝结区更偏向上游。

由此可见,水汽凝结过程的存在,大大增强低空南风急流对暖锋环流的影响,有利于中尺度对流系统的产生,与干大气中高空西风急流对暖锋环流影响远大于低空南风急流的情况相反,在湿大气中,低空南风急流的作用远大于高空西风急流。

3.3 高空西风急流和 low 空南风急流并存时的暖锋环流

图10是高低空急流并存时的湿锋区环流演变图。与干大气的锋区环流(图10d)相比,锋后环流有极大的不同,也与单独西风急流(图4)或单独的南风急流(图7)的环流非常不同,其最大差别在于暖锋暖区中出现了多个中尺度环流圈,它们的水平尺度都在

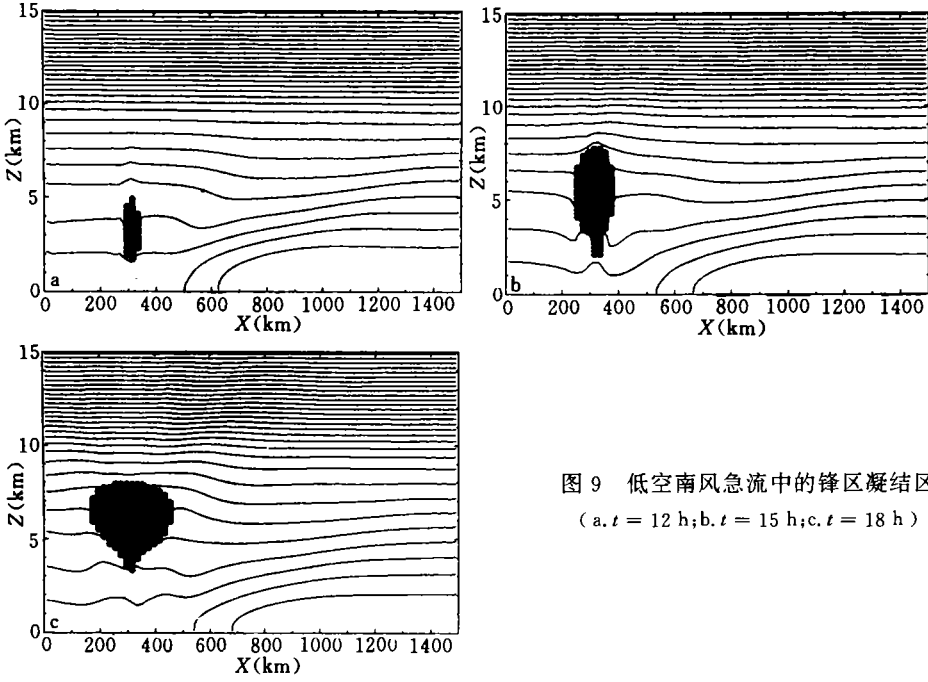


图 9 低空南风急流中的锋区凝结区
(a. $t = 12 \text{ h}$; b. $t = 15 \text{ h}$; c. $t = 18 \text{ h}$)

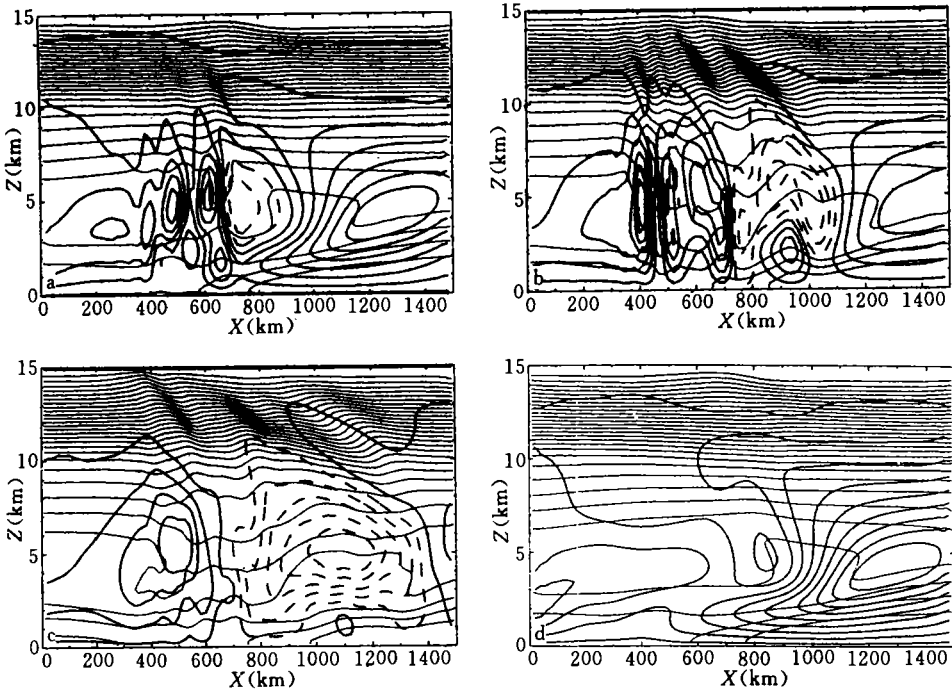


图 10 高低空急流并存时的暖锋环流
(a. $t = 12 \text{ h}$; b. $t = 15 \text{ h}$; c. $t = 18 \text{ h}$; d. $t = 12 \text{ h}$ 时的干暖锋环流)

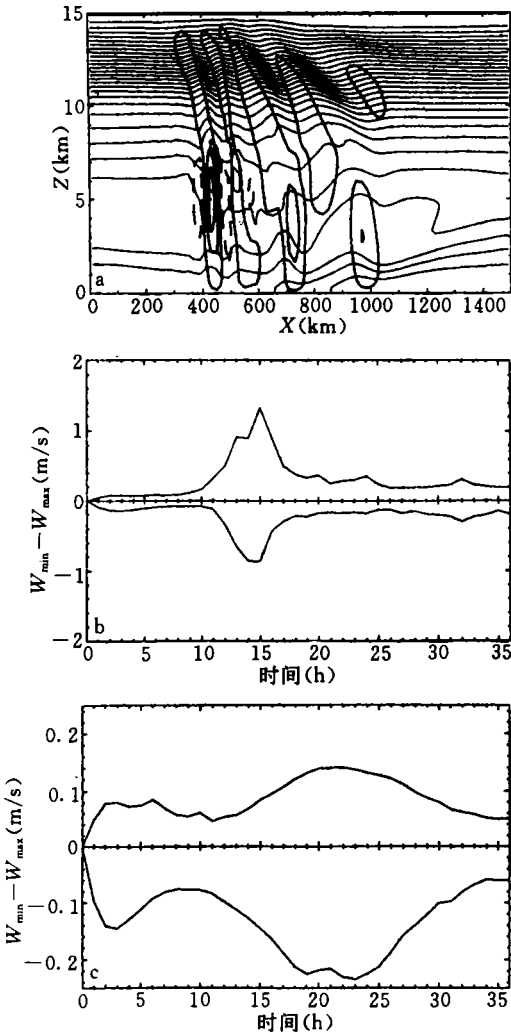


图 11 高低空急流并存时的锋区垂直运动
(a. w 场 ($t = 15$ h); b. w_{max} 的时间变化;
c. 干大气的 w_{max} 时间变化)

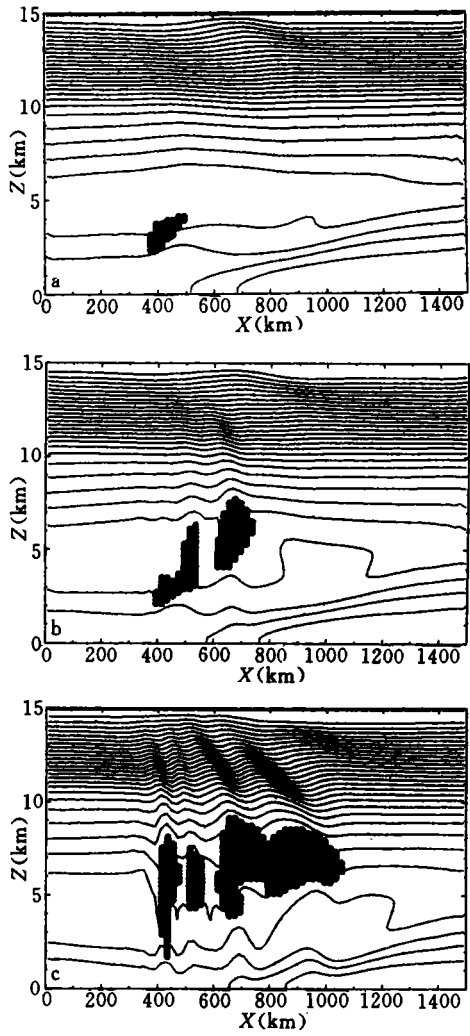


图 12 高低空急流并存时的锋区凝结区
(a. $t = 9$ h; b. $t = 12$ h; c. $t = 15$ h)

100 km 以下,垂直伸展约为 10 km,环流强度也明显大于单独西风急流或单独南风急流时的强度。这些特征也非常明显地表现在垂直速度场(图 11)中。图 11 a 显示,锋区存在 4 个深厚的强上升运动带,其水平尺度都在 100 km 以下,间距约为 150 km,这与图 1 给出的实例相近,也与实例分析得到的 100 cm/s 上升速度^[6]很接近。上升运动区的垂直范围甚至达到 14 km 高空,说明锋区中尺度抬升是非常强烈的。这证实了由天气分析^[5~7]得到的结论,即水汽凝结和中尺度抬升是暖锋中尺度雨带形成和增强的决定因子,这些都与单独西风急流或单独南风急流时只有一个上升运动区很不相同。这表明,高低空急流的共同作用对暖锋多重中尺度雨带形成的重要性。比较图 11 b 和图 11 c 不难看出,水汽凝结还会使锋区上升速度极大增强,从干大气的最大上升速度 14 cm/s,到湿大气时增大到

136 cm/s,为前者的近 10 倍。此外,水汽凝结还明显增强对流层顶附近的中尺度扰动。

上述多个中尺度上升运动带的分布特征在锋区凝结区(图 12)中也非常明显地反映出来。由图可见,高低空急流并存情况下的暖锋锋区凝结区和图 1 所示的实例的多重中尺度雨带相似,具有明显的多重中尺度雨带的特征。这与单独西风急流(图 6)或单独南风急流(图 9)中的凝结区分布很不相同,而且凝结区的伸展更高,反映出更强的中尺度深对流特征。可见,高低空急流的共同作用对激发温暖锋区中多重中尺度雨带的形成所具有的重要作用。

4 结语

通过对高空西风急流和低空南风急流背景风场中温暖锋环流时间演变的数值模拟,可以得到以下主要结论:

(1)与干大气相比,水汽凝结过程极大地改变暖锋环流,使其强度大大加强,正负环流区的水平尺度明显缩小,上升速度迅速增大,水汽凝结过程是暖锋锋区中产生强中尺度深对流系统的重要机制之一。

(2)在干大气中,高空西风急流对暖锋环流的影响远比低空南风急流重大。而在包含水汽凝结过程的湿大气中,与此相反,低空南风急流中产生的锋区环流比高空西风急流中的强度更强,水平尺度更小,上升速度更大,凝结强度也更大。可见,在湿大气中,低空南风急流对暖锋的作用更大,它是在温暖锋区中产生强中尺度降水的更重要因子。

(3)高低空急流的同时存在除使暖锋锋区环流比单独的高空西风急流或低空南风急流时的更强一些外,其主要作用是在锋区产生多重中尺度雨带,并增强对流层顶附近的中尺度扰动。高低空急流的共同作用是激发暖锋锋区中多重中尺度雨带形成的重要因子。

(4)水汽凝结过程与高空西风急流或低空南风急流的相互作用对暖锋环流演变的作用,比它们单独作用之和具有更大的效应。

参考文献

- 1 Orlanski I. Ross B B. The circulation associated with a cold front. Part I : Dry Case. *J Atmos Sci.* 1977. 34: 1619—1633
- 2 Ross B B. Orlanski I. The circulation associated with a cold front. Part II : Moist case. *J Atmos Sci.* 1978. 35: 445—465
- 3 吕克利,钱滔滔. 高空西风急流和低空南风急流中的冷锋环流. *大气科学.* 1996. 20: 679~690
- 4 吕克利,赵德明. 水汽凝结过程与高低空急流对冷锋环流的作用. *大气科学.* 1997. 21: 317~323
- 5 Herzegh P H. Hobbs P V. The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in mid-latitude cyclones I : Warm-frontal clouds. *J Atmos Sci.* 1980. 37: 597—611
- 6 Houze R A. Rutledge S A. Matejka T J. et al. The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in midlatitude cyclones II : Air motions and precipitation growth in a warm-frontal rainband. *J Atmos Sci.* 1981. 38: 639—649
- 7 Parsons D B. Hobbs P V. The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in mid-latitude cyclones III : Some effects of orography on rainbands. *J Atmos Sci.* 1983. 40: 1930—1949
- 8 Deardorff J W. On the entrainment rate of a stratocumulus—topped mixed layer. *Quart J Roy Meteor Soc.* 1976. 102: 563—582

INFLUENCES OF UPPER AND LOW-LEVEL JETS AND CONDENSATION PROCESS OF MOISTURE ON EVOLU- TION OF WARM FRONT CIRCULATION

Lu Keli Jiang Houshuo

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing, 210093)

Abstract

The evolution of warm front circulation and occurrence of condensation in the upper-level westerly jet and low-level southerly jet are simulated by using a primitive equation model including moisture condensation process. The calculation results show that the moisture condensation plays a very significant role on warm front circulation and may be an important mechanism to excite strong mesoscale deep convection in the warm frontal zone. In the moist atmospheric model with moisture condensation process the effects of low-level southerly jet on the warm front circulation are much larger than the upper-level westerly jet and are more important factors for exciting strong mesoscale precipitation in the warm frontal zone while in the dry case, as opposed to the moist case, the influences of upper-level westerly jet on the warm frontal circulation are much larger than the low-level southerly jet. A combination of the upper and low-level jets has important effects on formation of multiple mesoscale frontal rainbands in the moist warm frontal zone.

Key words: Upper-lower jet, Condensation, Warm front.

附录

没有凝结发生时, θ, q, c 分别由下式给出:

$$\begin{aligned} \theta'(t + \Delta t) = & \theta(t - \Delta t) + 2\Delta t[\alpha_0 J(\Psi, \theta) - \alpha_0 \frac{f\theta_0}{g} \frac{\partial v_x}{\partial z} \frac{\partial \Psi}{\partial z} + \frac{f\theta_0}{g} \frac{\partial u_x}{\partial z} v + \\ & \alpha_0 \frac{\theta_0 N^2}{g} \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z}(k_e \frac{\theta_0}{g} N^2) + \frac{\partial}{\partial x}(K k_e \frac{\partial \theta}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z}(k_e \frac{\partial \theta}{\partial z})] \end{aligned} \quad (A1)$$

$$q'(t + \Delta t) = q(t - \Delta t) + 2\Delta t[\alpha_0 J(\Psi, q) + \frac{\partial}{\partial x}(K k_e \frac{\partial q}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z}(k_e \frac{\partial q}{\partial z})] \quad (A2)$$

$$c'(t + \Delta t) = c(t - \Delta t) + 2\Delta t[\alpha_0 J(\Psi, c) + \frac{\partial}{\partial x}(K k_e \frac{\partial c}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z}(k_e \frac{\partial c}{\partial z})] \quad (A3)$$

相变发生时, θ 由下式计算:

$$\theta^*(t + \Delta t) = \theta(t + \Delta t) + \frac{L_v}{c_p \pi_0} [q'(t + \Delta t) - k q_s^*(t + \Delta t)] \quad (A4)$$

式中饱和混合比 q_s 为

$$q_s = q_{s0} \exp\left(\frac{L_v \pi_0}{R_v T_0^2} \theta\right) \quad (A5)$$

式中下标“0”表示平均值。对 t 微分得 q_s 的计算公式:

$$q_s^*(t + \Delta t) = q_s(t - \Delta t) + q_s(t) \frac{L_v \pi_0}{R_v T_0^2} [\theta^*(t + \Delta t) - \theta(t - \Delta t)] \quad (A6)$$

消去 $q_s^*(t + \Delta t)$ 得到

$$\begin{aligned} \theta^*(t + \Delta t) = & \theta(t - \Delta t) + \left\{ \theta'(t + \Delta t) - \theta(t - \Delta t) + \frac{L_v}{c_p \pi_0} [q'(t + \Delta t) - \right. \\ & \left. k q_s(t - \Delta t)] \right\} / \left(1 + \frac{L_v^2 q_s(t)}{c_p R_v T_0^2 k} \right) \end{aligned} \quad (A7)$$

如此,可以计算 $t + \Delta t$ 时刻的相变 δ :

$$\delta^*(t + \Delta t) = q'(t + \Delta t) - k q_s^*(t + \Delta t) \quad (A8)$$

实际相变 δ 将根据下面条件来确定:

$$\delta = \begin{cases} 0, & \delta^* \leq 0 \text{ 且 } c'(t + \Delta t) = 0 \\ \delta^*, & \delta^* > 0 \text{ (凝结)} \\ \delta^*, & -c'(t + \Delta t) < \delta^* < 0 \text{ (部分蒸发)} \\ -c'(t + \Delta t), & \delta^* < 0 \text{ 且 } |\delta^*| \geq c'(t + \Delta t) > 0 \text{ (完全蒸发)} \end{cases} \quad (A9)$$

最后得到 $t + \Delta t$ 时刻的 θ, q, c 的计算公式:

$$\begin{cases} \theta(t + \Delta t) = \theta^*(t + \Delta t) + \frac{L_v}{c_p \pi_0} \delta \\ q(t + \Delta t) = q'(t + \Delta t) - \delta \\ c(t + \Delta t) = c'(t + \Delta t) + \delta \end{cases} \quad (A10)$$

式中要求 q 和 c 是非负的。