

积云发展问题的数值试验*

周晓平 李兴生 张耀科 龔增錦

(中国科学院地球物理研究所) (中国科学院计算技术研究所)

提 要

本文给出了一个三维轴对称的积云发展模式,考虑了凝结对流场的反馈影响,并假定环境的温度递减率和相对湿度随高度减小。在电子计算机上求得的数值解表明:当大气中有 1°C 左右的温度扰动时,则在二十分钟以内就可以发展成一块5—6公里厚的积云。在积云下部形成一个变化不大的湿绝热不稳定区,流场和温度场在积云发展后期变化也不大。而在积云上部的稳定层中,流场和温度场随时间变化则比较大,从云中下部上升的对流泡到顶部形成波动。这与观测结果是相象的。

一、引 言

预报员的经验和观测资料都表明^[1],积云发展时大气中经常有一个湿不稳定层,这意味着水汽对积云发展的作用是不可忽视的。要讨论积云的发展问题,就必须考虑凝结反馈作用。但是,云中水分之输送和凝结过程又依赖于云中运动场及温度场。因此,在积云发展或维持的过程中,水汽和运动场是紧密地相互制约着的;而考虑这种制约关系是积云动力学研究的一个重要方面。

在过去的一些积云模式中,往往把大气的某一层看做是在水平方向上具有同样层结参数的不稳定层^[2,3],显然这只有在没有凝结潜热释放的条件下才有可能。在另一些文献中^[4,5],采用了所谓条件性不稳定(上升不稳定,下沉稳定),这和积云的实际情况是有些相似的。但是,由于其中不稳定度的数值不是由水汽和运动场相互制约的过程来决定的,因而不能十分正确地反映积云发展过程。Mason^[6], Haltiner^[7], Squires 等^[8]以及浅井富雄^[9]虽引进了水分凝结反馈作用并引进了水汽输送方程,但是他们所用的是“气块”或“挟卷”模式。实际上积云本身与云外四周大气是一个统一的整体,云内外在动力上是相互紧密地制约着。把积云发展看成是一个完整的流体力学场的问题来加以处理的有浅井^[10]的二维模式和李兴生等^[11]的三维轴对称模式,前者给出了积云发展初期的特征,后者在地面不均匀加热的条件下形成了砧状积云。

从现有的积云观测资料看来,积云云底平坦少变,而云顶却总是在变化着^[12],那里有一个个云泡在不断地交替发展。然而,这些现象在以上的模式中都没有很好地反映出来。为了进一步弄清楚积云发展过程中的一些现象,在本文中给出了一个水汽与运动相互制约条件下三维轴对称的积云发展模式,并利用这个模式计算了一个温度扰动在温度递减率和湿度随高度减小的大气中发展成为深厚积云的过程。

* 本文1964年3月15日收到。

1) 参见陈瑞荣,“1961年夏季南嶽宏观云物理观测分析”(手稿)。

二、积云动力学方程组

由于我们主要是讨论在水汽凝结反馈作用下积云发展过程中的一些特征,所以暂不考虑风速垂直切变。这样,在柱坐标中描写轴对称积云发展的运动和连续方程是:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial r} + k \left[\Delta v - \frac{v}{r^2} \right], \quad (1)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + v \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{g}{T_0} \theta' + k \Delta w, \quad (2)$$

$$\frac{\partial r v}{\partial r} + \frac{\partial r w}{\partial z} = 0. \quad (3)$$

这里: t 是时间, r, z 是水平径向坐标和垂直坐标, v 和 w 是相应的速度分量, p' 和 θ' 是相对于静力平衡的气压偏差和位温偏差, $\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, ρ_0 和 T_0 是大气平均密度和平均温度, g 是重力加速度, k 是动量湍流交换系数。

由连续方程(3)引进流函数 ψ , 我们有:

$$v = -\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad (4)$$

$$w = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}. \quad (5)$$

由(1),(2)式可得涡度方程:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} + \frac{\partial v \Omega}{\partial r} + \frac{\partial w \Omega}{\partial z} = \frac{g}{T_0} \frac{\partial \theta'}{\partial r} + k \left(\Delta \Omega - \frac{\Omega}{r^2} \right). \quad (6)$$

这里 Ω 是涡度的水平分量, 其表达式为:

$$\Omega = \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1}{r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right). \quad (7)$$

如果我们假定云中水汽一达到饱和就凝结, 而凝结后的液态水滴不蒸发。那末, 水汽输送方程可以写成:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} + v \frac{\partial q}{\partial r} + w \frac{\partial q}{\partial z} &= k' \Delta q, \quad q < q_s \\ q &= q_s, \quad q \geq q_s \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

这里 q 是比湿, q_s 是饱和比湿。按 Clausius-Clapeyron 公式, 我们有:

$$q_s(T, p) = \frac{3.80}{p} \exp [17.13(T - 273)/(T - 38)]. \quad (9)$$

此处 p 和 T 是大气压力和绝对温度。考虑到公式(3)后, (8)式可以写成:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r v q}{\partial r} + \frac{\partial w q}{\partial z} &= k' \Delta q, \quad q < q_s \\ q &= q_s, \quad q \geq q_s \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

热流入量方程是:

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + v \frac{\partial \theta'}{\partial r} + w \frac{\partial \theta'}{\partial z} = \alpha w + k'' \Delta \theta'. \quad (11)$$

其中, k'' 是温度湍流交换系数; α 是层结稳定度参数, 其表达式为:

$$\alpha = \left(\gamma - \gamma_a \frac{1 + \delta L q_s / RT}{1 + \delta(L/RT - 1)L q_s / c_p T} \right), \quad (12)$$

$$\delta = \begin{cases} 1 & q \geq q_s, \\ 0 & q < q_s. \end{cases}$$

这里, γ 是大气垂直温度递减率。假设只是高度 z 的函数, γ_a 是干绝热个别温度递减率, L 、 R 和 c_p 分别是单位质量水汽的凝结潜热、空气的气体常数和定压比热。

把方程(3)和(11)相结合, 可以得到:

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r v \theta'}{\partial r} + \frac{\partial w \theta'}{\partial z} = \alpha w + k'' \Delta \theta'. \quad (13)$$

至此, 我们得到了关于 v 、 w 、 ψ 、 Q 、 θ' 和 q 的闭合方程组(4)–(7), (10)和(13)。方程组的初始条件是:

$$\left. \begin{aligned} t = 0, \quad \psi = v = w = Q = 0, \\ \theta' = \theta'_0(r, z) \neq 0, \\ q = \bar{q}(z) < q_s(T, p). \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

这个条件意味着: 在初始时刻比湿在水平方向上是均匀的, 整个大气处于静止状态, 只有一个轴对称的温度扰动存在。

方程组在地面上的边界条件是:

$$\left. \begin{aligned} z = 0 \quad \psi = v = w = Q = \theta' = 0, \\ q = \bar{q}(0) = \text{常数}. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

在这里我们假定了自由大气中积云发展时间是这样的短, 它不可能影响地面温度的变化, 因而可以认为地面温度偏差为零。由于考虑了湍流, 在对称轴上运动不可能产生零阶和一阶的间断, 因而有如下的条件:

$$r = 0, \quad \psi = v = \frac{\partial w}{\partial r} = Q = \frac{\partial \theta'}{\partial r} = \frac{\partial q}{\partial r} = 0. \quad (16)$$

在无穷远处, 我们有:

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{r^2 + z^2} \rightarrow \infty, \quad \psi, Q, \theta' \rightarrow 0 \\ q \text{ 有界.} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

三、差分方程

上述微分方程组在电子计算机上求解时, 为了节省存储单元, 我们采用了时间和空间中心差分的“跳点”方案^[4,13]。代替方程组(4)–(7), (10)和(13)的差分方程是:

$$Q_{i,j}^{(n+1)} = Q_{i,j}^{(n-1)} + \frac{\Delta t}{h} \left[\frac{g}{T_0} (\theta'_{i+1,j} - \theta'_{i-1,j}) + (vQ)_{i-1,j} - (vQ)_{i+1,j} + (wQ)_{i,j-1} - (wQ)_{i,j+1} \right]^{(n)} + 2\Delta t k \left(\Delta Q_{i,j}^{(n)} - \frac{Q_{i,j}^{(n-1)}}{r_{i,j}} \right), \quad (18)$$

$$\theta'_{i,j}^{(n+1)} = \theta'_{i,j}^{(n-1)} + \frac{\Delta t}{hr_{i,j}} [(rv\theta')_{i-1,j} - (rv\theta')_{i+1,j} + (rw\theta')_{i,j-1} - (rw\theta')_{i,j+1}]^{(n)} + 2\Delta t (\overline{aw})_{i,j} + 2\Delta t k'' \Delta \theta'_{i,j}^{(n)}, \quad (19)$$

$$\begin{aligned}
 q_{i,j}^{(n+1)} &= q_{i,j}^{(n-1)} + \frac{\Delta t}{hr_{i,j}} [(rvq)_{i-1,j} - (rvq)_{i+1,j} + \\
 &\quad + (rwq)_{i,j-1} - (rwq)_{i,j+1}]^{(n)} + 2\Delta t k' \Delta q_{i,j}^{(n)} \cdot \left. \begin{aligned} & q_{i,j}^{(n)} < q_{i,j}^{(n+1)} \\ & q_{i,j}^{(n+1)} \geq q_{i,j}^{(n+1)} \end{aligned} \right\} \quad (20) \\
 q_{i,j}^{(n+1)} &= q_{i,j}^{(n+1)}(T, p), \\
 \psi_{i,j}^{v+1} &= \psi_{i,j}^v - \varepsilon \left[\psi_{i,j}^v - \frac{1}{4} (\psi_{i+1,j+1}^v + \psi_{i-1,j+1}^v + \psi_{i-1,j-1}^v + \psi_{i+1,j-1}^v) + \right. \\
 &\quad + \frac{h}{8r_{i,j}} (\psi_{i+1,j+1}^v - \psi_{i-1,j+1}^v - \psi_{i-1,j-1}^v + \psi_{i+1,j-1}^v) + \frac{h^2 r_{i,j}}{8} (Q_{i+1,j} + \\
 &\quad \left. + Q_{i,j+1} + Q_{i-1,j} + Q_{i,j-1}) \right], \quad (21)
 \end{aligned}$$

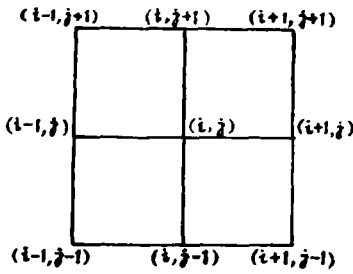


图 1 差分网格示意图

$$v_{i,j}^{(n)} = \frac{1}{2hr_{i,j}} (\psi_{i,j-1} - \psi_{i,j+1})^{(n)}, \quad (22)$$

$$w_{i,j}^{(n)} = \frac{1}{2hr_{i,j}} (\psi_{i+1,j} - \psi_{i-1,j})^{(n)}. \quad (23)$$

这里：上指标“(n)”表示时间的步数，下指标“i, j”相应地表示 r 和 z 的空间位置 (参看图 1)。方程(23)中，上指标 v 表示迭代次数。Δt 和 h 是时间和空间步长。ε 是迭代松弛因子。而算子“Δ()_{i,j}⁽ⁿ⁾”则是：

$$\begin{aligned}
 \Delta()_{i,j}^{(n)} &= \frac{1}{h^2} \left\{ ()_{i+1,j}^{(n)} + ()_{i,j+1}^{(n)} + ()_{i-1,j}^{(n)} + \right. \\
 &\quad \left. + ()_{i,j-1}^{(n)} + \frac{h}{2r_{i,j}} [()_{i+1,j}^{(n)} - ()_{i-1,j}^{(n)}] - 4()_{i,j}^{(n-1)} \right\}. \quad (24)
 \end{aligned}$$

在跳点方案中，当计算第 (n + 1) 步点 (i, j) 上的值时，我们并没有第 (n) 步点 (i, j) 上的值，而只有在 (i, j) 四周点上的值。因而在方程 (19) 中，(αw)_{i,j} 只好用四周点上的平均值 $\overline{(\alpha w)}_{i,j}$ 来代替。另外，我们在算子“Δ()_{i,j}⁽ⁿ⁾”的表达式(24)中之 ()_{i,j}⁽ⁿ⁾ 以及方程 (18) 中之 Q_{i,j}⁽ⁿ⁾ 则用了 ()_{i,j}⁽ⁿ⁻¹⁾ 和 Q_{i,j}⁽ⁿ⁻¹⁾ 来代替。这是因为在 Laplace 算子中心点是不可以用平均值来代替的。这样作对于积云发展的本质没有影响，只对湍流有所影响。而差分方程组总的截断误差为 O(h²) + O(Δt²)。

在柱坐标系里，轴线是一条奇异线。当 r = 0 时，ψ、 $\frac{\partial \psi}{\partial r}$ 和 $\frac{\partial w}{\partial r}$ 以及由此而来的 v 和 Q 都等于零。这样，微分方程(5)、(10)和(13)在对称轴上我们就得到一些 0/0 型的不定式。因而就要求对这些方程做一些处理才能求得在对称轴上相应的差分方程。我们先来求方程(13)在以 r = 0 为中心，以 h 为半径，高度为 2h 的柱体中的体积平均，即：

$$\frac{1}{2\pi h^3} \int_0^{2\pi} d\theta \int_{-h}^{+h} dz \int_0^h \left(\frac{\partial \theta'}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial r v \theta'}{\partial r} + \frac{\partial w \theta'}{\partial z} - \alpha w - k'' \Delta \theta' \right) r dr = 0,$$

积分上式后得到：

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \bar{\theta}'}{\partial t} + \overline{(v \theta')}^{(1)} \frac{2}{h} + \frac{1}{2h} [\overline{(w \theta')}_{0,j+1}^{(2)} - \overline{(w \theta')}_{0,j-1}^{(2)}] - \\
 - \overline{\alpha w} - \frac{k''}{2h^2} (\bar{\theta}'_{0,i-1}^{(2)} + \bar{\theta}'_{0,j+1}^{(2)} + 4\bar{\theta}'^{(1)} - 6\bar{\theta}'_{0,j}) = 0.
 \end{aligned}$$

这里: “ $\overline{\quad}$ ” 表示对整个柱体之体积平均, “ $\overline{\quad}^{(1)}$ ” 表示对柱体侧面积之面积平均, 而 “ $\overline{\quad}^{(2)}$ ” 则表示对柱体上底或下底之面积平均. 如果我们把整个柱体的平均值来代替对称轴上中心点的值, 把上(下)底上的平均值代替上(下)底中心点上的值, 把侧边界上的平均值代替侧边界上高度为 $h/2$ 处的值, 例如:

$$\begin{aligned}\overline{(\theta')} &= (\theta')_{0,j}, \\ \overline{(\theta')}^{(1)} &= (\theta')_{1,j}, \\ \overline{(\theta')}^{(2)} &= (\theta)_{0,i}.\end{aligned}$$

我们就得到在轴上与方程(11)相应的差分方程:

$$\begin{aligned}r = 0, \theta'_{0,j}^{(n+1)} &= \theta'_{0,j} - \frac{2\Delta t}{h} \left[2(\nu\theta')_{1,j} + \frac{1}{2}(\omega\theta')_{0,i+1} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2}(\omega\theta')_{0,i-1} \right]^{(n)} + 2\Delta t \overline{(\alpha\omega)}_{0,j} + \frac{k'\Delta t}{k^2} (\theta'_{0,j+1} + \\ &\quad + \theta'_{0,j-1} + 4\theta'_{1,j} - 6\theta'_{0,j}^{(n-1)}).\end{aligned}$$

同理, 我们也可以得到关于 q 在对称轴上的差分方程:

$$\begin{aligned}r = 0, q_{0,j}^{(n+1)} &= q_{0,j}^{(n-1)} - \frac{2\Delta t}{h} \left[2(\nu q)_{1,j} + \frac{1}{2}(\omega q)_{0,i+1} - \frac{1}{2}(\omega q)_{0,i-1} \right]^{(n)} + \\ &\quad + \frac{k'\Delta t}{k^2} (q_{0,j+1}^{(n)} + q_{0,j-1}^{(n)} + 4q_{1,j}^{(n)} - 6q_{0,j}^{(n-1)}), \quad q_{0,j}^{(n)} < q_{0,j}^{(n)}(T, p) \\ q_{0,j}^{(n+1)} &= q_{0,j}^{(n+1)}(T, p), \quad q_{0,j}^{(n)} \geq q_{0,j}^{(n)}(T, p)\end{aligned}$$

为了求得在对称轴上计算垂直速度的公式, 我们利用了对称条件:

$$r = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial r} = 0.$$

把方程(5)代入这个条件后得到:

$$\frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial \psi}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{w}{r} = 0.$$

这样, 我们就有:

$$r = 0, \quad w = \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2}.$$

其相应的差分公式是:

$$r = 0, \quad w_{0,j}^{(n)} = \frac{1}{12k^2} (32\psi_{1,j} - \psi_{2,j+1} - \psi_{2,j-1})^{(n)}.$$

差分方程的定解条件同样可由(14)和(15)给出. 需要指出的是, 在实际计算中, 我们用了有限区间(20×20 个网格点)来代替积云发展所在的无限空间. 这样, 就应该在这个有限区间的外边界上给定一个条件来代替条件(17). 如果在外边界上给定的条件是齐次的^[4,10], 那就等于把积云的发展限定在一个固定的区域里. 为了避免这种不合理性, 我们曾用过外推方法^[3], 在这里我们将采用了一种对区域内部解的影响不大而又对迭代过程是收敛的加权外推方法, 即对于侧边界上的点有:

$$\varphi_{20,i} = a_1\varphi_{18,i} + a_2\varphi_{16,i},$$

而对于上边界点则有:

$$\varphi_{i,20} = a_1 \varphi_{i,18} + a_2 \varphi_{i,16}.$$

此处 φ 代表 v, w, θ', ψ 和 q . a_1 和 a_2 是权重, 必须满足条件:

$$a_1 + a_2 \leq 1.$$

四、数值试验的一个例子

应用上述模式, 我们对积云发展过程做了一些数值试验, 这里先报告其中一个例子. 在这个例子中, 初始的温度扰动场是给在对称轴上离地面一公里高处有一个中心为一度, 范围为一公里半的正温度偏差; 相对湿度在 1.5 公里以下为 95%, 1.5 公里以上为 70%. 其他参数则给成:

地面温度 $T_0 = 293^\circ\text{K}$,

平均温度 $\bar{T}_0 = 273^\circ\text{K}$,

大气温度递减率 $\gamma = 0.65 - 0.03z$ (z 以公里表示),

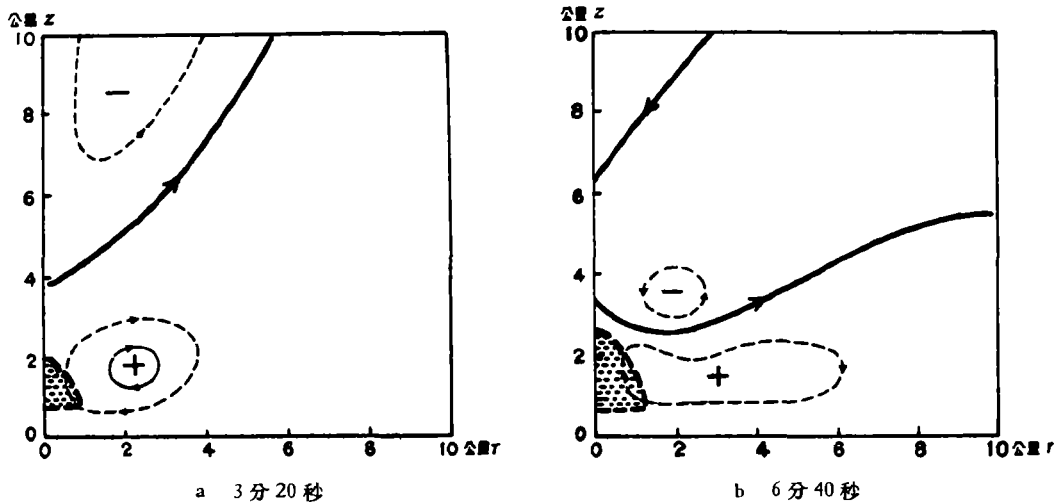
湍流交换(扩散)系数 $k = k' = k'' = 500$ 米²/秒.

计算所选取的空间步长 h 为 500 米, 根据线性计算稳定性判据, 假定云内外风速小于 30 米/秒, 时间步长 Δt 应小于 8.3 秒.

图 2 给出了计算所得积云发展各时刻的情况, 我们把粗断线所包围的凝结区当作云界. 云中阴影部分是湿绝热不稳定区, 带箭头的线是流线. 从图上我们可以看出下面几点事实:

1. 积云发展速度很快. 在我们所给的初始条件下, 三分钟即可发展到厚一公里、宽两公里的积云. 前十分钟内就达到两公里厚, 而在后十分钟内积云厚度可超过五公里, 但水平尺度的变化则不大.

2. 云中湿不稳定区发展到两公里厚就不再继续发展, 这虽和我们所给的地面温度、大气温度递减率和比湿之分布有关, 但也可说明积云的厚度和云中湿不稳定层的厚度有时是可以相差很多的.



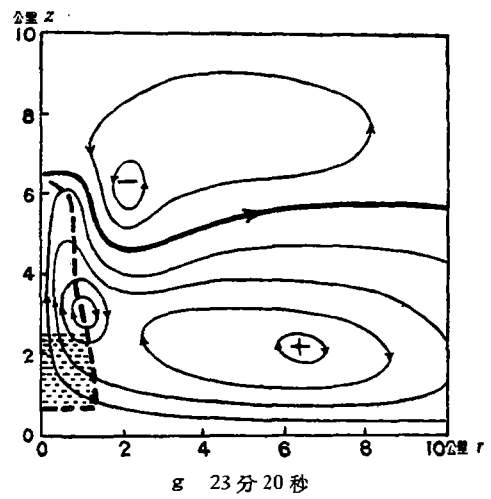
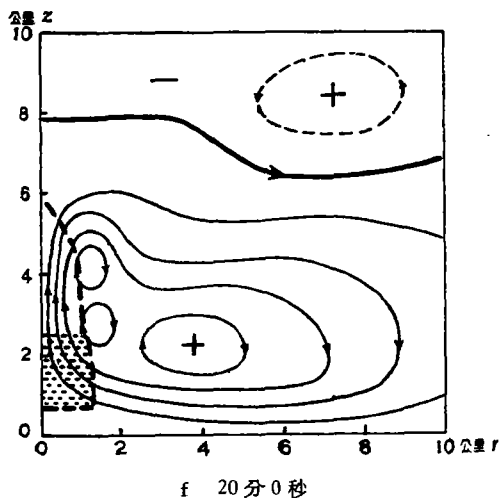
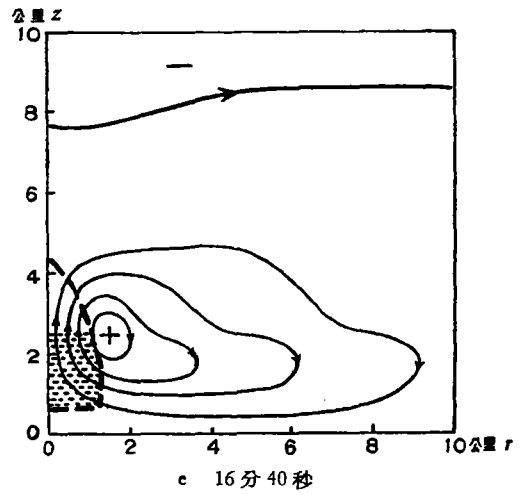
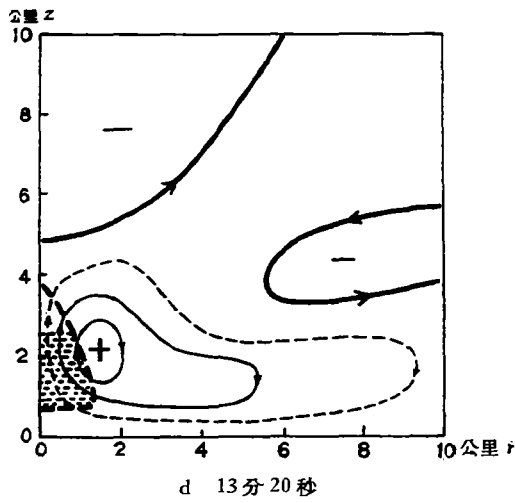
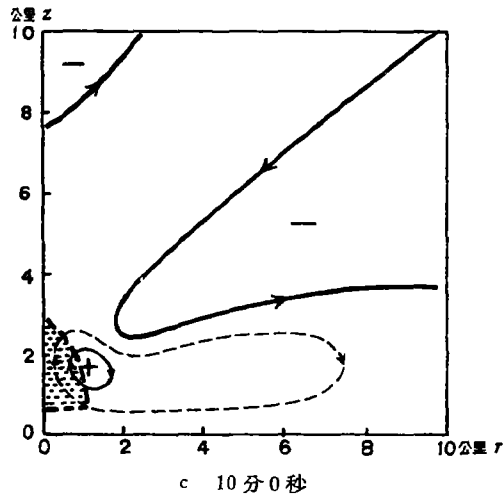


图2 计算所得积云随时间之发展
(粗断线是云界, 阴影部分是云中不稳定区, 带箭头的实线是流线)

3. 积云内部与积云四周的流场是相当复杂的。在发展初期就形成了一个涡环，靠近对称轴处是涡环的上升部分，也就是云中上升部分；在这里有較强的水平温度梯度，是涡环涡度增加的主要原因。这个涡环随着积云的发展不断地增加强度。和积云云体的发展相反，它在水平方向的伸延比垂直方向要快，最后慢慢地变成了一个椭圆。第十七分钟以后，

涡环中心分成两个：在上面的一个涡环中心是由我們所給的初始热力泡演变而来，第十分钟以后逐渐消失；另一个中心则停滞在两公里高处缓慢地向外移动。此外，在积云发展初期两分钟以后，在积云顶以上发展了一个微弱的反环流，积云顶上面是下沉气流。以后这个反环流逐渐向外移动而消失，让位给一个正环流，但不久又出现一个反环流。这种正反环流交替出现后，都一个个地向外移动。各个反环流出现相隔的时间，和一个空气质点在稳定层中做干绝热运动的运动周期差不多长，约为四分钟到八分钟左右。

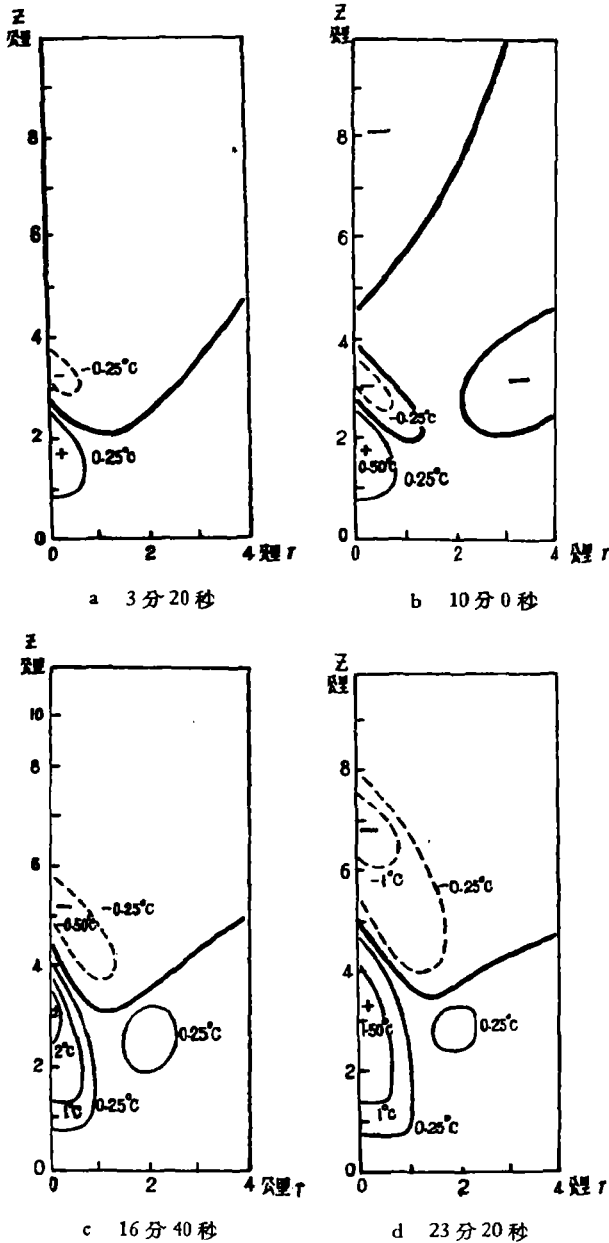


图3 积云内外温度偏差分布

(实线是正温度偏差,点线是负温度偏差,粗线是零温度偏差线)

我們大致可以把在发展时的积云分成上下两个部分；在积云的下半部当水汽供应充分时，可以形成条件性不稳定区，这个湿不稳定区的稳定度数值及区域大小的变化都很小。

从图3温度偏差的分布可以看出，积云下半部总是正的温度偏差，其中心最高正偏差可达2.5度。而在积云顶部和云顶以上，则经常是负的温度偏差，其中心最高可达负1.5度左右。

积云中垂直气流的发展相应地也很快(图4)。第十分钟时，在对称轴上两公里高处的最大垂直风速为每秒5米；而到第二十分钟时，最大垂直风速向上移到5公里高处，其数值是每秒二十米。在第十二分钟以后，两公里以下的垂直速度和位温偏差随时间几乎都没有什么变化。

归纳上面计算所得到的一些结果

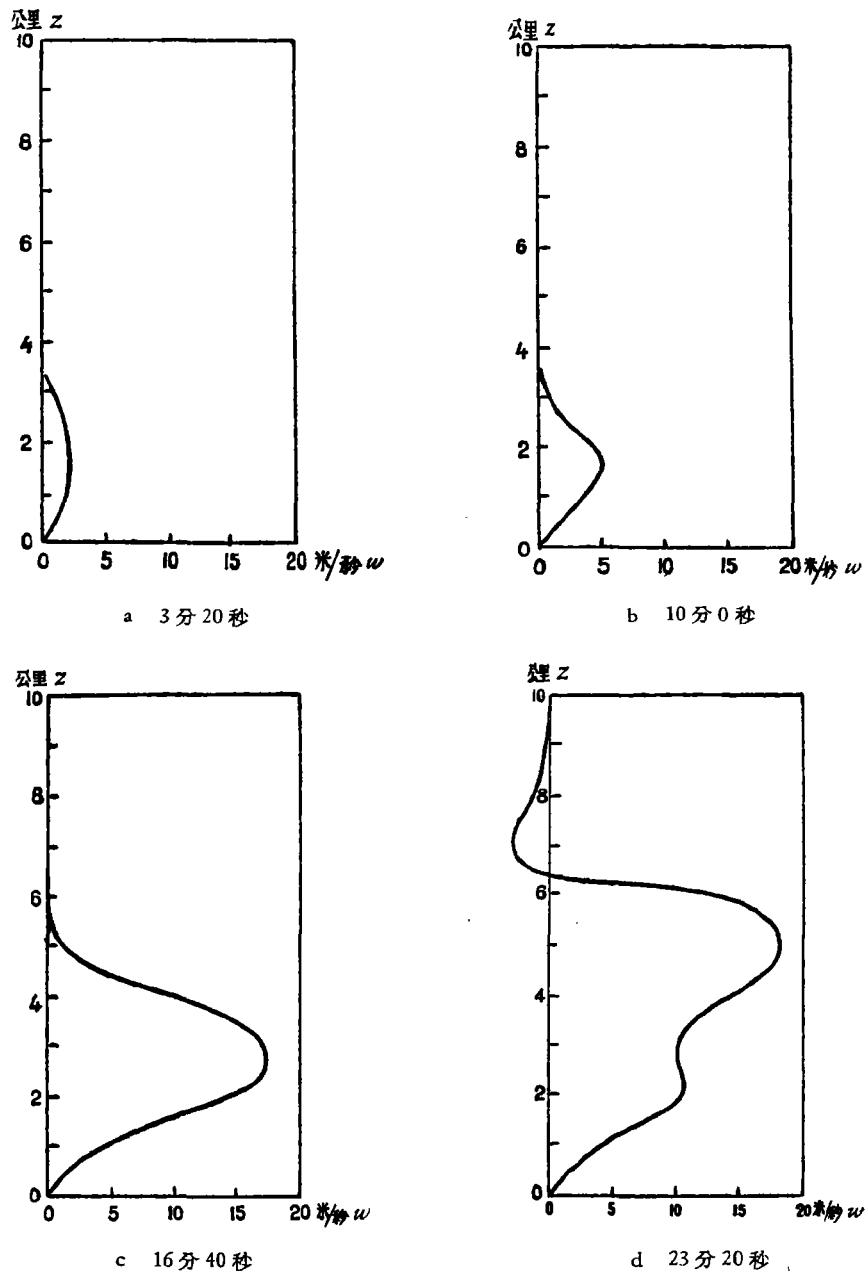


图4 对称轴上垂直风速随时间的变化

同时,在这个区域内流场和温度场也逐渐趋于定常,形成柱状定常的上升气流。这和观测所得的云底平坦少变并有定常的上升气流是一致的。

在积云之顶部和上部对于湿绝热过程是稳定的,在那里计算所得之积云流场、温度场以及层结稳定度随时间都有很大变化,这和观测所得的云顶起伏多变是有相似之处的。一般说来,在稳定层结中对流运动不会得到发展,这在理论上是明显的,而在实验^[14]以及数值试验^[3]中亦都表明了对流单体在稳定层中的运动具有重力振荡的形式。在我们所

計算的这个例子中,在积云頂可以清楚地看到也有一种振蕩存在;根据分析出来的周期(四到八分钟)推断,这可能也是一种类似于内重力波性质的运动。

在实际积云发展过程中,上述积云的两个部分是紧密地連系在一起的,因而积云发展是一个十分复杂的过程,决不单纯是“气块”模式或是“挟卷”模式所能概括得了的。

五、結 論

积云的发展在很大程度上依赖于水气的供应,当供应充分时发展十分迅速,一般在10到20分钟内就可以达到其极盛阶段。当水分供应稳定时,积云底部可以形成定常柱状气流。維持积云流場之能量主要也是从积云下部取得。而积云頂部則是一种类似于内重力波性质的运动。

我們在这里只报告了数值試驗的初步結果,以后还应进行一系列数值試驗,研究各种不同类型的积云对各种参数的依赖,搞清楚层結、水分以及湍流等在积云发展过程中的作用。另外,中小尺度天气现象的动力作用对于积云发展有很大影响,这也是应该考虑的。总之,这些问题的研究对今后进一步改进预报以及人工降水作业都十分重要,因而都需要积极进行。

致謝: 本文承顧震潮先生指导, 馮康先生看过一遍手稿并提出意見, 和同業紀平同志进行了有益的討論, 作者对此致以衷心的感謝。

参 考 文 献

- [1] Селезнева Е. С. 等, *Труды ГГО*, вып. 102 (1960), 3—20.
- [2] Гутман Л. Н., *Изв. АН СССР сер. геофиз.*, 1962, 1040—1084.
- [3] 周晓平, *Изв. АН СССР сер. геофиз.*, 1962, 548—557.
- [4] Lilly, D. K., *Tellus*, **14** (1962), 148—172.
- [5] Kuo, H. L., (郭曉嵐), *Tellus*, **13** (1961), 441—459.
- [6] Mason, B. J., 等, *Quart. J. R. Meteor. Soc.* **87** (1961), 212—222.
- [7] Haltiner, G. J., *Tellus*, **11** (1959), 4—15.
- [8] Squires, P., 等, *Tellus*, **14** (1962), 422—434.
- [9] Asai, T., (浅井富雄), *Symposium on Numerical Weather Prediction in Tokyo*, November 7—13 1960, (1962) 469—476.
- [10] 浅井富雄, *气象研究ノート*, **12** (1962), 316—322.
- [11] 李兴生等, *气象学报* **34** (1964), 225—232.
- [12] 陈瑞荣, *气象学报*, **33** (1963), 257—270.
- [13] Smagorinsky, J., *Monthly Weather Review*, **86** (1958), 457—466.
- [14] Saunders, P. M., *Tellus*, **14** (1962), 451—467.

A NUMERICAL EXPERIMENT OF CUMULUS DEVELOPMENT

CHOU SHIAO-PING AND LI SHING-SHEN

(Institute of Geophysics and Meteorology, Academia Sinica)

CHANG YAO-KO AND GUNG CHEN-JING

(Institute of Computational Technology, Academia Sinica)

ABSTRACT

A three-dimensional axial-symmetric model of cumulus development is here presented, with consideration of the effect of condensation feedback on the field of motion. A computational scheme of the system of equations concerned is given. For a case with initial temperature disturbance 1°C and the vertical lapse rate of circumstances is slightly decreased with height, a calculation computed by the electric computer shows that a cumulus with a thickness more than 5—6 kms could be developed in about 20 minutes. In the lower part of the cloud there is a moist-unstable region ($\alpha > 0$) which becomes quasi-steady in its intensity and size. The field of motion and that of temperature are also approximately steady in this region. But in the upper moist-stable region of the cloud, the flow and temperature fluctuate greatly; in this region the convective element from the lower part of the cloud oscillates and gradually dissipates. All these characteristics are in accord with the phenomena observed in the atmosphere, i.e. the cumulus has a steady and flat base but an ever-changing top.