

# 二 维 冰 雹 云 数 值 模 式\*

许焕斌 王思微

(国家气象局气象科学研究所)

## 提 要

本文介绍一个面对称的二维冰雹云模式,其动力学方程基本包含各种动力因子;嵌入改进的降水物理过程,可以描述粒子分布的双参数变化;设计一种新的悬浮边界,可改善边界的影响;设计降水粒子场外边界形态变化子程序,可描述流场和降水粒子场相互作用而形成的雷达回波特征。利用该模式,模拟计算出冰雹云弱回波结构,并研究不同热力扰动场、不同切变风场下对流流场的流型特征。

## 一、引 言

冰雹过程是一种充分发展的降水过程,且具有一个强垂直对流环流,它突出地反映云体宏观气流结构与微观降水过程的相互作用,不仅影响着降水的性质,也对强对流流型的特征起决定性的作用<sup>[1]</sup>。过去的一维冰雹云模式<sup>[2,3]</sup>,仅适宜研究冰雹微物理过程,为要全面地研究冰雹过程,本文给出可描述流场发展过程的二维模式。

二维冰雹云模式的代表作有 T. Takeda<sup>[4]</sup>, R. T. Schlesinger<sup>[5]</sup>, C. E. Hane<sup>[6]</sup>, T. Takahasi<sup>[7]</sup>, H. D. Orville<sup>[8]</sup>等,这些模式对冰雹云的两大特征(即弱回波区结构和云的气流流型结构)的描述相当不足。我们的面对称二维冰雹云模式,为反映流场和降水粒子的相互作用,设计了能描述降水粒子场外边界形态变化的子程序。

## 二、模 式

### 1. 云的宏观动力学模式结构

动力学模式主要依据 Schlesinger<sup>[5]</sup>的结构,采用了 X, Z 坐标系,滞弹性的深对流方程组,在垂直运动方程中保留压力扰动引起的浮力项。充实热力学方程和水汽方程,考虑了云和降水过程所造成的各种潜热(湿)和显热(湿)发生项,代入方程中的凝结水总量是各类水凝物之和。基本方程为:

#### 1) 涡度方程

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -u \frac{\partial \eta}{\partial x} - w \frac{\partial \eta}{\partial z} + g \rho_a \left( \frac{1}{p} \frac{\partial p'}{\partial x} - \frac{1}{T_v} \frac{\partial T'_v}{\partial x} \right) + g \frac{\partial \tau}{\partial x} + \frac{2w}{\rho_a} \frac{\partial \rho_a}{\partial z} \left( \eta - u \frac{\partial \rho_a}{\partial z} \right) + uw \frac{\partial^2 \rho_a}{\partial z^2} + K \nabla^2 \eta \quad (1)$$

其中:  $\eta = \nabla^2 \psi$ ,  $u = \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial \psi}{\partial z}$ ,  $w = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial \psi}{\partial x}$ ,  $T'_v = T(1 + 0.608 q)$ ,  $\tau = \overline{W} + R + I + I_s$

\* 本文于 1986 年 8 月 30 日收到, 1987 年 2 月 28 日收到最后修改稿。

## 2) 热力学方程

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) - w \Gamma + T_n + K_T \nabla^2 T + \frac{L_v}{c_p} K_w \nabla^2 X + \frac{L_v}{c_p \rho_a} (P_{RB} + P_{WB}) \quad (2)$$

$$\text{其中 } T_n = \frac{L_f P_f}{\rho_a c_p} + \frac{c_w}{c_p \rho_a} (T - T_0) P_f (1 - \delta) - \frac{1}{c_p} [(w - u_r) R_{cw} + w \bar{W} C_w + (w - u_r) I C_f \delta + (w - u_s) I_s C_f \delta] \frac{\partial T}{\partial z} \quad (3)$$

当  $q < q_s, r = 9.8 \times 10^{-5}$

$$\text{当 } q \geq q_s, r = 9.8 \times 10^{-5} \left( 1 + 14.6 \frac{q_s L}{T} \right) (1 + 37.8 L^2 q_s / T^2)^{-1} \quad (4)$$

## 3) 水汽方程

$$\frac{\partial X}{\partial t} = -u \frac{\partial X}{\partial x} - w \frac{\partial X}{\partial z} - K_v \nabla^2 X + P_{RV} / \rho_a \quad (5)$$

方程中各符号的含义列在附录中。

## 2. 云-降水物理过程方程组

对于云水、雨水、冻结雨和冰雹的比含量守恒方程为：

$$\frac{\partial A_i}{\partial t} = -u \frac{\partial A_i}{\partial x} - w \frac{\partial A_i}{\partial z} + K_i \nabla^2 A_i + P_{A_i} / \rho_a + \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_a U_i A_i) \quad (6)$$

$A_i = (A_1, A_2, A_3, A_4) = (W, R, I_s, I)$ , 相相对于雨、冻雨和冰雹比浓度守恒方程有：

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = -u \frac{\partial N_i}{\partial x} - w \frac{\partial N_i}{\partial z} + K_{N_i} \nabla^2 N_i + P_{N_i} / \rho_a + \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_a U_i N_i) \quad (7)$$

$N_i = (N_1, N_2, N_3) = (N_R, N_{I_s}, N_I)$ ,  $P_{A_i}$  和  $P_{N_i}$  是各类云和降水粒子比含量变化率和比浓度变化率项, 各项含义和表达式见文献[2]。

作动力学一般模拟, 只考虑冰雹在零度层以下因融化而造成的雹谱分布的双参数变化<sup>[3]</sup>, 这种处理既简化又不严重歪曲零度层以下雹谱分布的合理图象。

## 3. 侧边界处理

云体和环境间的相互作用在计算区的边界上明显地表现出来, 因此试验了封闭、开放和辐射边界。

在侧向分别向外扩大 25 个格距, 即计算区扩大 1 倍, 这时的边界影响认为是最小的, 但与其他边界处理方案对比, 发现差异甚大。为此, 又设计了具有双向调节性能的悬浮边界。大意如下:

在  $i, A$  平面上,  $i$  代表格点数,  $A$  代表某物理量的大小, 模式计算区用  $\langle I \rangle$  表示, 区外用  $\langle II \rangle$  表示,  $i = i_0$  处为侧边界所在处, 图 1 所给的是西侧边界的情况, 在区外选一点, 与  $i_0$  的距离为  $l_0$ , 具有环境值  $A_0$ , 似一个长度为  $l_0$  的锚链, 拉着边界点  $i$ , 边界上的值  $A_i$  由下式决定。

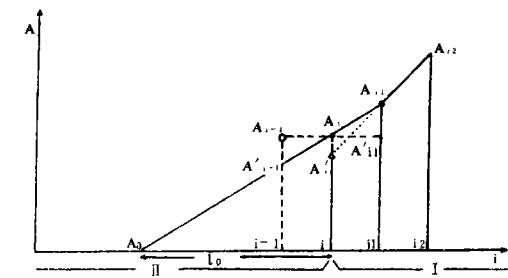


图 1 悬浮边界处理的示意图

$A_i = A_{i+1} + (A_{i-1} - A_0) / (l_0 + 1)$ ,  $A_i$  不等于  $A_0$ , 不等于  $A_{i+1}$ , 也不等于由  $A_{i-1}$  和  $A_{i+1}$  表现出来的变化趋向而估算出来的  $A'_i$ 。如果要给“锚链”加点“弹性”, 还可以有比例地利用  $A_i$  值对内一点  $A_{i-1}$  或外一点  $A_{i+1}$  作修正。

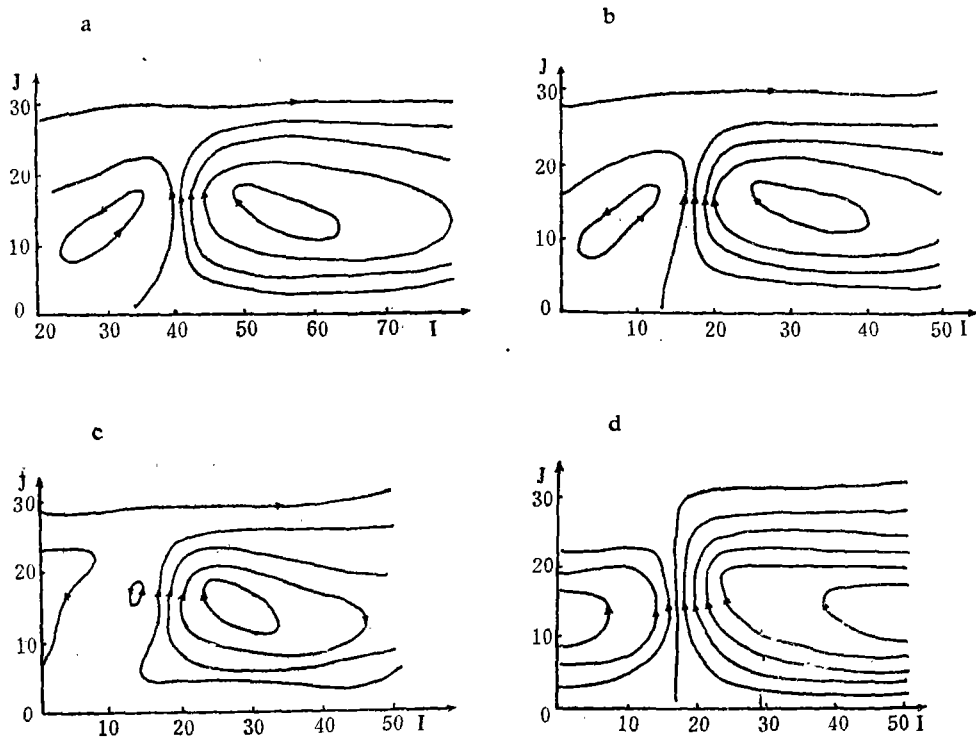


图 2 同一算例在不同边界处理下的流函数等值线图  
 (a: 扩大一倍计算区的情况, b: 悬浮边界情况, c: 辐射边界情况 (死边界情况大致与此相同), d: 全开放边界情况)

图 2 分别给出同一算例的四种不同侧边界处理时的流场,以 a 作标准与 b, c, d 相比,可知悬浮边界处理的方案最接近标准。所以模式中就采用悬浮边界。

#### 4. 降水粒子场外边界控制技术

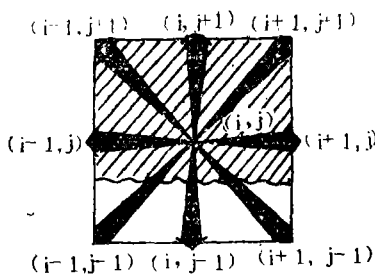


图 3 二维边界控制示意图

在差分计算中产生的假扩散现象,它不仅起着耗散作用,而且会使降水粒子场应有的边界和某些物理图象模糊不清。习惯的作法是场的值大于某个给定值时,才算有值。严格地说,降水粒子的分布和边界形态,是在考虑各种降水粒子增长运动的图象以后,才能确定格点值,再用外包络线决定外边界,但太复杂,为计算机能力所限。为此我们仍用“体积量”(Bulk)的方法来处理,在边界上,用 Lagrange 方法来确定体积量是外伸或内缩。

图 3 给出一个示意图,上区为降水粒子的区,  $(i, j)$  点位于该区内,而  $(i, j-1)$  点位于区外。先考虑一维情况,如果在  $(i, j)$  点的降水粒子落速为  $V_R$ , 上升气流速度为  $w$ , 则有相对移动速度  $(V_R - w)$ , 当  $V_R > w$  时,有由  $(i, j)$  点移向  $(i, j-1)$  点的移量,或称外伸量;反之则称内缩量。当计算的外伸量达到格距  $\Delta z$  时,  $(i, j)$  点的量才能传播到  $(i, j-1)$  点,则边界由  $(i, j)$  点移至  $(i, j-1)$  点。同理,边界也可以由  $(i, j)$  点回缩到  $(i, j-1)$  点。如果  $(i, j-1)$  点有自身的发生量,可以不经输送获得值。边界也由  $(i, j)$  点移到  $(i, j-1)$ 。一维情况下,有二个可能移动方向,对于二维情况,有  $(n^2 - 1)$  个可能移

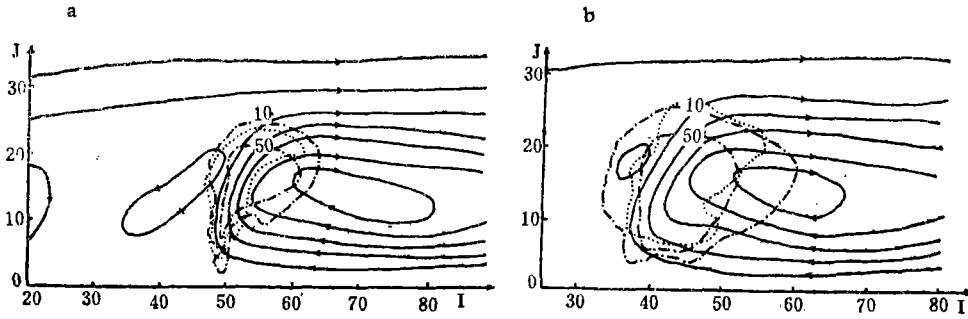


图 4 运用边界控制技术(a)和不应用的(b)算例的比较  
 (·····云水等值线, ——流线(等流函数线), - - - 回波(10logz, z=Σnd<sup>0</sup>)等值线)

动方向( $n$  表示模式的维数),我们编了 5 个二类( $A_i$  类和  $A_i - N_i$  类)子程序,可控制左、右上、下边界。

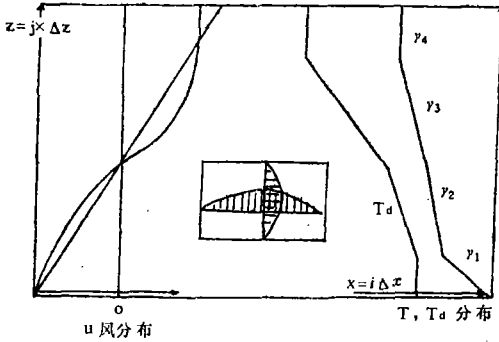


图 5 边初和扰动初条件示意图

步长为 8 s,垂直和水平格距为  $\Delta x = \Delta z = 400$  m,计算范围水平 50 个点,垂直 35 个点,即  $x$  方向为  $50\Delta x = 20$  km, $z$  方向为  $35\Delta z = 14$  km, $i$  表示水平格点数  $i = 1, 2, \dots, 50$ ;  $j$  表示垂直格点数  $j = 1, 2, \dots, 35$ 。上边界和下边界都是活动的,即  $\frac{\partial A}{\partial z} = \text{常数}$ 。

初始条件,给定垂直向的温度,露点和风速垂直分布,水平向是均匀的。启动条件,在计算区内,给出一个温度扰动区和湿度扰动区,分布是正弦形的: $\Delta T = \Delta T_0 \sin[\pi(i - i_1)/(i_2 - i_1)] \times \sin[\pi(j - j_1)/(j_2 - j_1)]$ ,图 5 综合地给出边、初和扰动初条件;温度分布由  $\tau_1, \tau_2, \tau_3, \tau_4$  给出;露点由湿度减去一个  $\Delta T_1, \Delta T_2, \Delta T_3$  给出,并分别对应于  $\tau_1, \tau_2$  和  $\tau_3$ ;风场给  $U_i = -U_0 + j \times \Delta u$  或  $U_i = U_0 \cos(\frac{\pi}{2} j / j_0)$  的形式,即低层为偏东风,扰动区为  $i = 17 - 32; j = 4 - 9$ 。

设计降水粒子场外边界控制子程序,可体现云内粒子场与流场相互作用的图象,模拟出冰雹云特有的弱回波结构。图 4 a, b 分别给出用和不用这一技术的同一算例的回波 ( $10 \log Z$ ) 结构与流场配置图,可看出二者有明显差别,图 4 a 给出清晰的有界弱回波结构,而 4 b 没有显示出模式的这种功能。

### 5. 解法

利用差分方法求解,时间外推用向前差,平流项用迎风差,湍流交换用中间差,步长可变,典型

## 三、弱回波区形成的模拟

冰雹云的弱回波区有 4 个特征,1) 缺少大的降水粒子——雨或雹,因而雷达反射率弱;2) 有丰富的云水量;3) 处在云体主上升气流区内;4) 弱回波区的顺风侧可有悬挂回波,叫有界弱回波区,或无悬挂回波,叫无界弱回波区,而逆风侧为降水区。

弱回波区形成的物理模型正如 Browning & Foote<sup>[8]</sup>所归纳的,是由降水粒子在运动增长轨迹线下的形状所决定的。弱回波区的数值模拟研究,过去所用的欧拉方式的模式中,没有得出较好的结

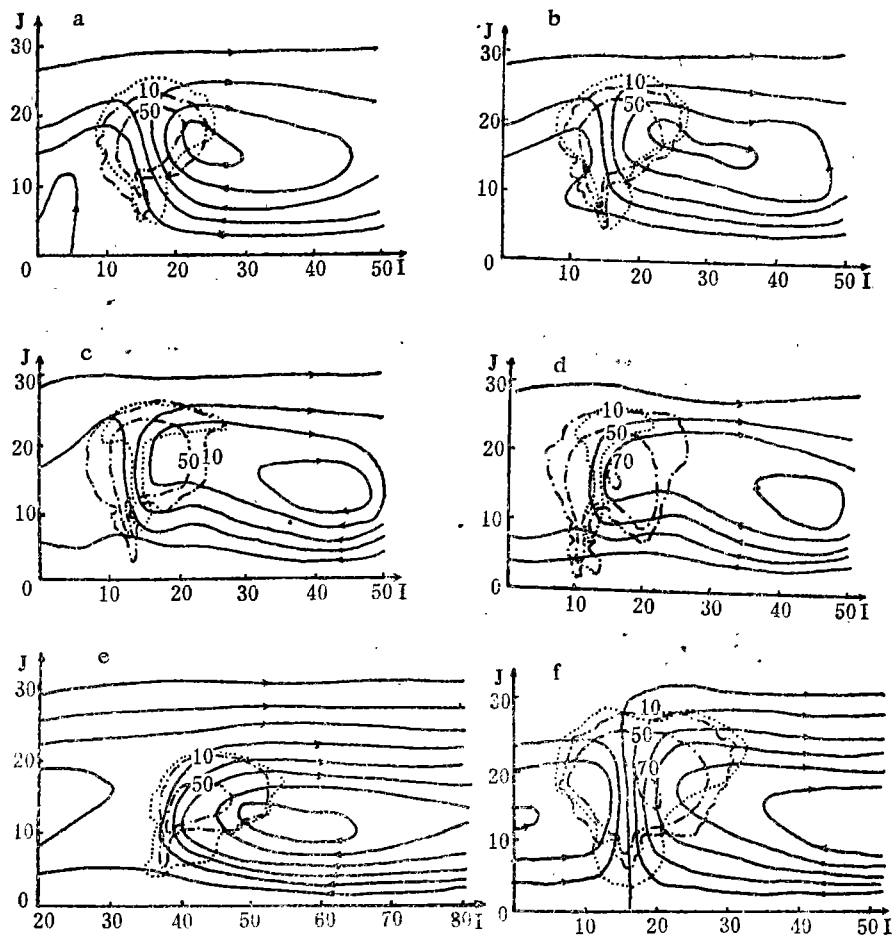


图 6 弱回波结构和对应流场  
(算例 1, 初条件见附表; ····云水, ——流场, - - -回波)

果<sup>[8,10]</sup>, 而用 lagrange 方法计算出来的粒子运行下包络线的形状与弱回波区的形状相象<sup>[11]</sup>, 过去所用的 lagrange 式的模式尚有很多不足之处, 如流场是给定的, 粒子是人为播散的。当然由完整的 lagrange 运动方程和微物理方程组成的设计模式, 超出了目前计算机的能力, 无法实现。为此, 我们只在欧拉式模式的基础上, 用参数化方法描述云-降水物理过程, 仅对降水物理量场外边界进行 lagrange 式的跟踪, 设计了降水粒子场外边界控制子程序。事实说明可以改进现有的欧拉式模式在描述弱回波区形成的功能。图 6 就是利用这一技术算得的一个弱回波区结构发展的例子, 可以看出弱回波区对应着高云水含量, 在主上升气流区内, 左侧为初始降水区, 右侧有降水粒子下落形成悬挂回波与气流场的配置关系, 可以看出主上升气流区对应弱回波区以外, 在悬挂回波处出现了一个弱的下沉气流区, 这与 Young<sup>[12]</sup>的观测结果是一致的。图 6 e 是个无界弱回波区结构的例子, 这是由于上升气流区比较宽广, 云体前沿的降水粒子未能向下垂落的缘故; 而图 6 f 是双无界弱回波的例子, 对应着一个近似对称的垂直环流流场。

#### 四、流型与切变风场和热力场的关系

为了解风切变强度对流型的影响, 计算一组热扰动强度相同, 切变强度不等, 但风速为零的高度又

一致的例子(见图7)。可以看出,当风速切变强度为  $2.5 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$  时(a), 流场具有相反的双圈环流特征, 因为风场是切变的, 东环比西环强些。随着切变强度的增加, 东环逐渐加强, 西环变弱, 当切变强度达到  $7.5 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$  (图7c) 时, 东环流成为一个波动, 东来的气流进入云区而上升, 出云后继续西行下沉。组成环流的是一个低层风波动加上一个中层的东支顺时针对流环; 当风切变强度达到  $1.0 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$  时, 低层波动已无西风分量, 最低层的气流失去了波动, 几乎不受对流的影响。随着对流的发展, 当低层风的供给量小于对流发展的需要量时, 会出现西支对流环; 反之, 如果低层风的供给量大于对流需要量时, 西支对流环流, 甚至最低层的波动也会消失了。对流流型随着切变风场和热力扰动场相应地变化着。

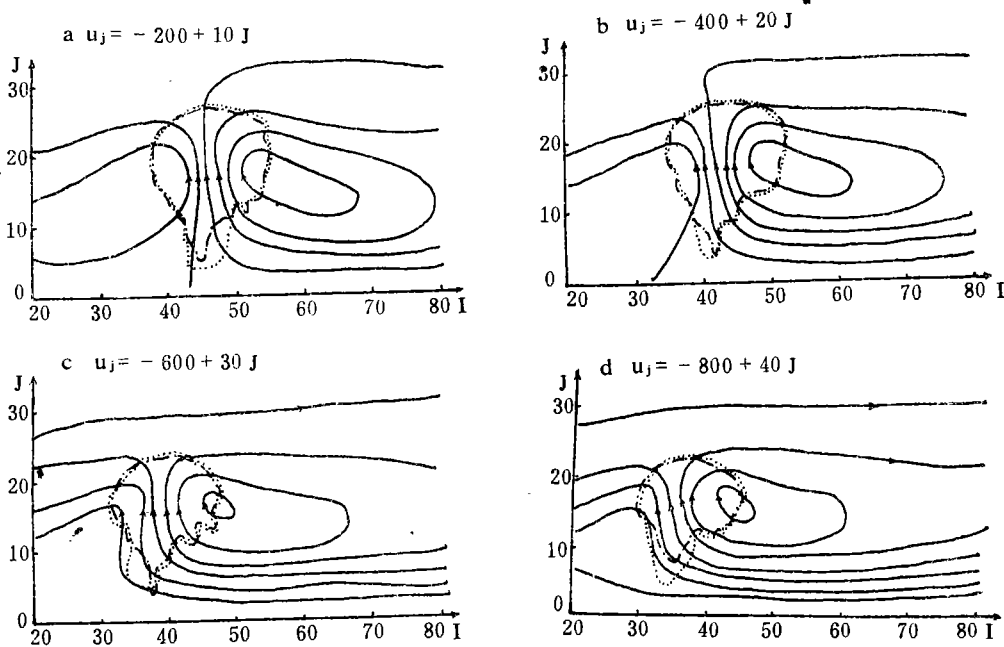


图7 给定层结结构, 热扰动强度  $QLFA = 1.0$  时, 不同风速分布时的流场、云水和回波  
(算例4, 图例说明同图4)

根据上述试验结果, 启示我们去试验在什么切变风场和热扰动情况下, 可以出现类似于超级单体云中存在的那种对峙的双环对流流型。在其他条件不变, 切变风场  $u_j = -1000 \cos(0.5 \pi J/12)$ , 热扰动场强度  $QLFA (= \Delta T^\circ \text{C})$  分别为 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5 时, 模式在 22 min 时的流场列在图8, 从图8的 a—d 的流型可看出, d 呈现出我们期望得到的对流流型, 而形成这种流型的物理机制是什么呢? 这可从流型演变中看出。因所给的切变流场具有顺时针的涡量, 切变强度达到  $2.1 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$ , 但真正形成垂直贯穿性对流环, 需要有垂直翻转力, 热力扰动场的显能和层结的不稳定能是这种力的重要部分, 这时的热力扰动强度  $QLFA$  就代表着反转力的大小。当  $QLFA < 2.0$  时, 反转力不足,  $QLFA = 2.0$  时, 就形成了对峙的二个环状流, 而且二环相距甚近, 这是由于低层气流波动在这时刚由波状转化成环状, 如果  $QLFA > 2.0$  时, 反转力太强, 22 min 时已远离了波状刚好转为环状的状态。另外还有一点值得注意, 二支相靠近的对峙环流, 是切向不稳定, 或者在二者之间发生次尺度的环流, 或者调整二者间的距离以减少逆向切变的强度。这意味着, 当对流形成对峙双环流型时, 需要有其他条件, 如云-降水物理条件与之配合, 山外加的能量来支持这种环流流型的维持或发展, 或者说, 这种流型是一个需要有另外能量供给的耗散系统。这就提出一个问题, 如果不出现对峙的双环环流特征的流型, 仅单靠水的负载、蒸发、融化, 是否可以形成这种流型呢? 可以设想, 云内局地水负载、蒸发、融化等冷却作用, 形成的下沉力可阻尼上

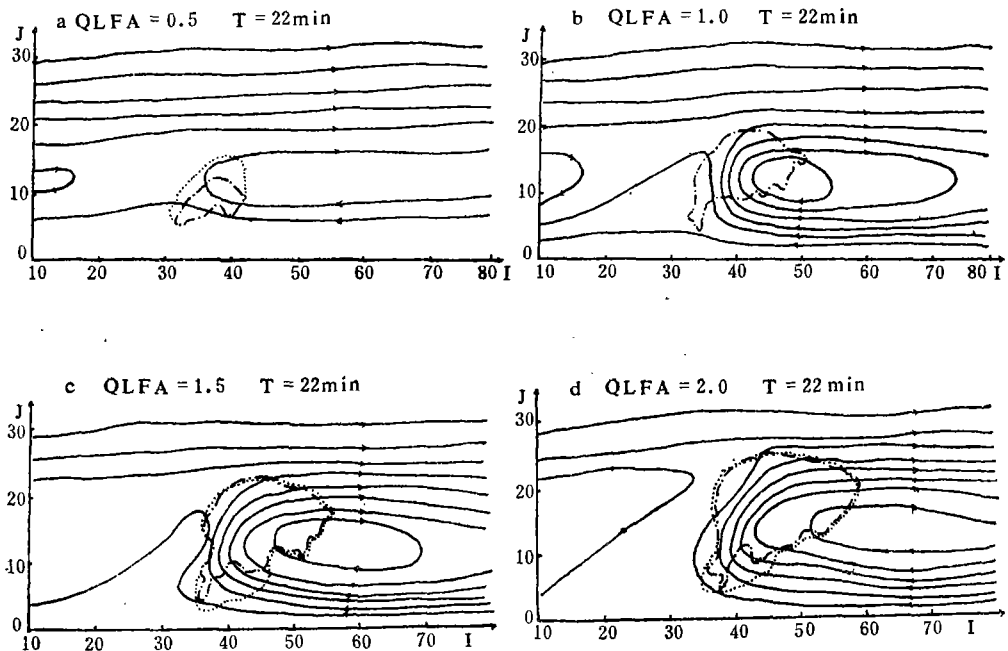


图 8 给定层结条件, 风速分布情况下, 不同热扰动强度时的流场、云水场和回波场  
(算例 5, 图例同图 4)

升气流和发展下沉, 试验表明, 这常常会激发出局部(或者说是次级的)小环流, 并不都是去发展一级下沉环流。图 9 给出了一个云区边沿发展起一支强对流云的结果, 可以看出, 下沉支在云区内发展了, 其效果像是抵消了因切变环境流场对它发展的不利影响, 但是这种作用并不总是促进一级下沉环流的加强, 也出现了次级对流圈的加强。

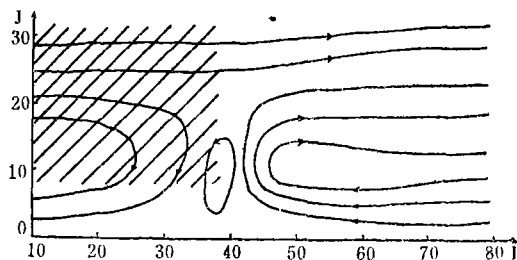


图 9 在云区边沿发展起来的对流  
(算例 6, 阴影区为云)

随着大气层结不稳定层的加厚, 云体垂直发展很高, 这时的对流发展如图 10 所示。在对流发展初期, 低层气流有一个向上发展的波, 这个波发展成对流环; 当对流达到更高层时, 又发展起一个高层气流向下发展的波, 这个波进一步发展达到地面形成对流环, 这种低层气流先向上发展, 后

高层气流向下发展的图象可能在下沉气流引发中有重要的动力学意义。

在双路一维冰雹云模拟研究中已说明, 一支中层干冷空气平流突入云的后部, 而云前的上升区不断对后部输送水, 确实形成了相当强的下沉气流。在二维情况下, 中层干冷空气的平流突入看来是由西支环流来充当(图 8 d), 这支环流能否发展起来, 还得看液水供应情况, 即云需要有一个发展过程, 去形成相当大的云区和充足的水供应条件, 这点被观测事实所证实<sup>[13]</sup>。

## 五、结语和讨论

1. 本模式对雹云强对流的模拟能力比同类模式有所提高, 可用以研究一些重要的问题。
2. 本模式可模拟弱回波区的形成过程, 但弱回波区顶未达到零度层以上, 模式在这方面的功能尚需进一步提高。
3. 对流流场的特征流型是不同环境流场、热力稳定度、热力扰动场相互作用而形成的。在大致均匀的环境流场下, 热力稳定度不同, 热力扰动场的强度不同, 会形成不同的流型。因而, 在同一天气系统中

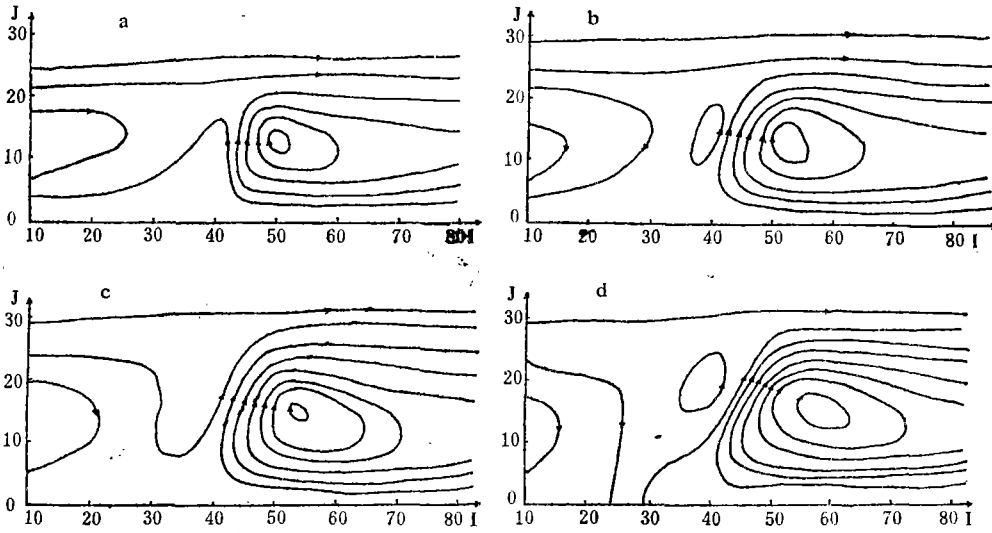


图 10 大气上层不稳定度增加时,流场随时间的演变(算例 7)

分布着形成不同天气现象的对流云体。

4. 超级单体流型的形成,可能是通过二步完成的。首先在一定条件下,对流流场与环境场相互作用,形成流型的基本特征,再在适当的云和降水过程提供的外加动力作用下进一步强化。这种相互配合有多种方式,达到不同的状态,既可促进原特征环流(一级)的发展,同时,也可发生次级环流。流场之间的相互作用形成原生性特征流型,而云物理过程起着定型作用,使特征环流变形演化到所观测到的超级单体环流,虽然特征环流几何性质是不变的,但实际物理意义和流型的可维持时间则大不相同。

最接近于实际超级单体的流型见图 8 d,但下沉区仍不在云内,这一点不能算是成功,至多是找到了一点线索。今后仍需深入探索超级单体流型形成的规律。

## 附 录

$C_p$	空气定压比热	$R$	雨水比含量
$C_a$	$\alpha$ 类物质比热	$T, T_r, T'_r$	温度, 虚温, 扰动虚温
$g$	重力加速度	$u, w$	水平和垂直风速
$I, I_s$	雹和冻结雨比含量	$u_r, u_s, u_e$	雨, 冻结雨, 雹的群落速
$K\alpha$	$\alpha$ 量湍流交换系统	$W, X$	云水和水汽比含量
$L$	水的相变潜热	$\Gamma$	温度垂直递减率
$N$	粒子的比浓度	$\eta, \psi$	涡度和流函数
$P, P'$	气压和扰动气压	$\delta$	开关函数
$P_a$	$\alpha$ 量的变化率	$\rho_a$	空气密度
$q, q_s$	比湿和饱和比湿	$\tau = \bar{W} + R + I_s + I, T_0 = 273.0$	



附 表

算 例	QLFA= $\Delta T_0$	ANC 云滴浓度	RNO 雨谱截距	ANO 雹谱截距	$l_0$ (格距)	风速分布标志
1	1.0	300.0	0.02	$3.0 \times 10^{-4}$	5	BTA 5
2	1.5	100.0	0.02	$3.0 \times 10^{-4}$	5	$-1000.0 \cos(0.5\pi J/12.0)$
3	1.0	100.0	0.02	$3.0 \times 10^{-4}$	500	BTA
4	1.0	100.0	0.02	$3.0 \times 10^{-4}$	5	变
5	变	100.0	0.02	$3.0 \times 10^{-4}$	5	$-1000.0 \cos(0.5\pi J/12.0)$
6	0.6	100.0	0.08	$3.0 \times 10^{-4}$	5	$-700.0 \cos(0.5\pi J/17.0)$
7	1.0	100.0	0.08	$3.0 \times 10^{-4}$	5	$-700.0 \cos(0.5\pi J/17.0)$

## 参 考 文 献

- [1] 许焕斌、王思微, 双路一维对流云模式研究, 气象学报, 44, 3, 314-320, 1986。
- [2] 许焕斌、王思微, 一维时变冰雹云模式研究(一)—反映雨和冰雹谱双参数演变, 气象学报, 43, 1, 13-25, 1985。
- [3] 许焕斌、王思微, 一维时变冰雹云模式研究(二)—反映融化对雹谱双参数的影响, 气象学报, 43, 2, 162-171, 1985。
- [4] Takeda, T., Numerical simulation of a precipitating convective cloud: The formation of a "longlasting" cloud, *J. Atmos. Sci.*, 28, 350-376, 1971.
- [5] Schlesinger, R. E., A numerical model of deep moist convection: Part I. Comparative experiments for variable ambient and wind shear, *J. Atmos. Sci.*, 30, 835-856, 1973.
- [6] Hane, C. E., The squall line thunderstorm: Numerical experimentation, *J. Atmos. Sci.*, 30, 1672-1690, 1973.
- [7] Takahashi, T., Hail in an axisymmetric cloud model, *J. Atmos. Sci.*, 33, 1579-1601, 1976.
- [8] Orville, H. D., and F. J. Kopp, Numerical simulation of the life history of a hailstorm, *J. Atmos. Sci.*, 34, 1596-1618, 1977.
- [9] Browning, K. A., and G. B. Foote, Airflow and hail growth in supercell storms and some implications for hail suppression, *Q. J. R. M. S.*, 102, 499-534, 1976.
- [10] Weisman, M. L., and J. B. Klemp, The Dependence of Numerically Simulated Convective Storms on Vertical Wind Shear and Buoyancy, *Mon. Wea. Rev.* 110, 504-520.
- [11] 徐家镛 (xu. J. L.), Hail growth in a three dimensional cloud model, *J. Atmos. Sci.*, 40, 185-203, 1983.
- [12] Young, K. C. et al., NHRE Microphysics, An overview with emphasis on hail and suppression, Fourth Conference on Weather Modification, AMS, 1974.
- [13] 寿绍文, 一个“超级单体”雹云的成因及结构, 南京气象学院学报, 2, 223-228, 1982。

## TWO-DIMENSION HAILCLOUD MODEL

Xu Huanbin Wang Siwei

*(Academy of Meteorological Sciences, State Meteorological Administration)*

### Abstract

A two-dimensions hailcloud model, that is a slabsymmetrical, the dynamic equations include all the factors as completd as possible, the micropysical procedure of cloud-precipitation has been improved and might describe the biparameter variable evolution of size-distribution of hyparameter variables, has desingned. A new lateral boundary scheme has suggested which may be refered suspending boundary and an operative technique of outline of hydrometeor feild has developed. By use of this scheme and technique we have successfully simulated the structure of weak eche region (WER) and studied the patterns of airflow in the cases of differant wind shear and differant intensity of heat disturbance. The results indicate that: 1. The formation of boundary WER, unboundary WER and the double WER were simulated successfully; 2. The pattern of convective airflow is various, which pattern can be occoured was dependent on the interaction among the shear intensity of environmental wind, stratification and heat disturbauce condition.