

积云对流和冰雹天气不稳定能量的积累*

徐文俊 马骥德**

(中国科学院兰州高原大气物理研究所)

提 要

根据 Cho^[1]的研究结果,我们分析了强冰雹过程中不稳定能量演变的一种机制。指出,所谓雹暴天气过程层结能量的积累和释放,可能是层结的能量在 $z-t$ 平面上非线性传播的结果,积云对流的垂直输送就是波动的传播速度。

资料分析表明,强雹暴天气过程中确实存在不稳定能量的演变。用上述理论所做的数值计算和实际资料很符合。

一、引 言

众所周知,产生强烈冰雹需要有利的天气学条件^[2]。另外,小尺度动力学^[3]告诉我们,对流运动依靠层结的不稳定性获得能量,因而,产生强烈对流要求具备较大不稳定能量的层结条件。除了熟知的影响层结改变的因子以外,近十余年来,数值天气预报^[4]已经注意到积云尺度的垂直运动对热和水汽的向上输送,在天气尺度的预报中是有作用的。既然对流运动能够影响到天气尺度的变化,那么作为对流运动背景的这种天气条件的改变,其对积云尺度运动的作用,也是可以理解的。巢纪平^[5]曾经指出过这种对流运动 and 环境的相互制约作用。

资料分析表明,强对流天气的层结不稳定能量是逐渐积累的。本文企图通过分析和计算,探讨积云对流在改变温度层结中的机制和贡献大小,由此指出它的重要作用。

二、平凉地区强雹暴天气过程层结特征的时间演变

我们对平凉地区 1971—1980 十年中发生的六次大成灾冰雹(最大雹块直径 > 6 厘米)

* 本文于 1982 年 3 月 2 日收到, 1983 年 4 月 1 日收到修改稿。

** 张翠华参加了计算工作。

过程层结的特征参数作统计, 将其平均值画成图 1。资料取自平凉气象台(海拔 1347 米) 1973.5.27, 1976.6.4, 1976.7.16, 1977.6.23, 1978.7.18, 1979.7.21 前后每天早晨 07 时的探空记录。

资料表明, 冰雹前二天中, 层结不稳定能量由 400 增至 1400 J/kg, 共增值 1000 J/kg。层间温差 ΔT_{300}^{700} 由 42.6°C 增至 47.6°C, 增加 5°C。考虑气层厚度约 6.5 km, 相应的平均温度递减率由 6.5°C/km 增至 7.3°C/km, 增值 0.8°C/km。

三、对流运动在温度层结演变中的作用

1. 基本方程

为了说明对流运动在改变温度层结中的作用, 我们引用[1]的研究结果。[1]用干静力能 $S = C_p T + g z$ 来表示干空气具有的总位能, 它在干绝热过程中具有保守性, 可和位温相当^[6]。将包括辐射加热 Q_R 和凝结蒸发过程的热力学方程在一定的区域上取平均, 该区域要大到足以包含大量积云, 小到可以认为它是天气系统的一部分。在经过一系列的运算后可得到用位温表示的能量守恒方程

$$Q_1 - Q_R = M_c \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (1)$$

θ 是区域内位温的水平平均值。式中

$$Q_1 = \frac{\partial \theta}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{V} \theta) + \frac{\partial (\bar{W} \theta)}{\partial z} \quad (2)$$

是平均量的局地变化和水平及垂直平流输送通量, “-”表示区域内的水平平均; 代表区域内全部积云对流垂直输送质量通量的 M_c 可由下式表示

$$M_c(z) = \int_0^m f(Z) \cdot w(Z, z) \cdot dZ \quad (3)$$

在某一时刻, M_c 是高度 z 的函数(本文中所指的高度均从积云云底算起)。被积函数中 $w(Z, z)$ 是该时刻云顶高为 Z 的积云在高度 z 处的垂直速度, $f(Z)$ 是云顶高为 Z 的那一类积云所占的比面积密度, $f(Z) dZ$ 代表云顶高介于 $Z - \frac{dZ}{2}$ 和 $Z + \frac{dZ}{2}$ 之间的积云所占的比面积(积云覆盖面积和区域面积之比)。积分上限 Z_m 是该层结条件下, 区域内发展得最高的积云顶高。

将(2)代入(1), 可看到区域内 θ 的局地变化 $\frac{\partial \theta}{\partial t}$ 由下列几种因子组成:

$$1) \text{ 平均量的水平和垂直平流输送 } \left(\frac{\partial \theta}{\partial t} \right)_1 = - \left[\nabla \cdot (\bar{V} \theta) + \frac{\partial (\bar{W} \theta)}{\partial z} \right]$$

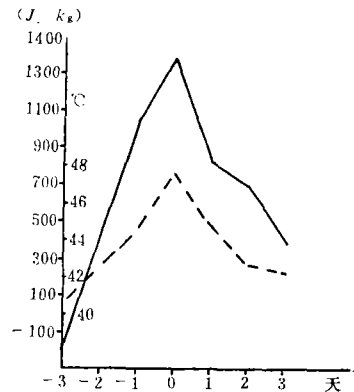


图 1 700 毫巴和 300 毫巴气层间的不稳定能量 E (实线) 和层间温差 ΔT_{300}^{700} (虚线) 的时间演变 (横坐标上雹日当天为 0, 下雹前、后的天日数前面分别冠以“-”“+”号)

$$2) \text{ 辐射加热作用 } \left(\frac{\partial\theta}{\partial t}\right)_2 = Q_R$$

$$3) \text{ 积云对流的垂直输送 } \left(\frac{\partial\theta}{\partial t}\right)_3 = M_c \frac{\partial\theta}{\partial z}$$

于是, (1)式变成 $\frac{\partial\theta}{\partial t} = \left(\frac{\partial\theta}{\partial t}\right)_1 + \left(\frac{\partial\theta}{\partial t}\right)_2 + \left(\frac{\partial\theta}{\partial t}\right)_3$ 。

本文要讨论的积云对流活动对环境的影响,就是由上述第三种因子产生的,我们下面仅就对流输送因子讨论环境区域将会如何变化。

略去下标“3”,将第三因子方程写出

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} = M_c \frac{\partial\theta}{\partial z} \quad (4)$$

该式说明,区域中的积云发展,将引起环境空气的补偿下沉,后者是导致环境改变的直接原因,而云中凝结潜热的释放是维持积云对流的动力。

2. 积云垂直输送引起温度层结变化的几种可能

区域中位温的水平平均值 θ 不但是高度 z 的函数,而且由于对流运动的作用,它还随时间而变化,所以 $\theta = \theta(z, t)$ 。 M_c 是表示区域中积云垂直输送的量,由积云动力学可知,云中的对流垂直速度和层结条件有关,因而 $M_c = M_c(\theta, z, t)$ 。改写(4)为

$$\frac{\partial\theta(z, t)}{\partial t} = M_c(\theta, z, t) \cdot \frac{\partial\theta(z, t)}{\partial z} \quad (5)$$

方程(4)是一个具有二个自变量的一阶拟线性波动方程^[7],由特征理论知道,物理量 θ 在 $z-t$ 平面上是沿着特征线 $\frac{dz}{dt} = -M_c$ 传播的。波传播的知识告诉我们,若 M_c 是一个常数时,物理量 $\theta(z)$ 的分布图形在传播过程中,不会随时间而变,现在,作为表示积云垂直输送的 $M_c(z)$ 是一个变数,它将使以物理量 $\theta(z)$ 构成的波形,在传播过程中,随时间而发生非线性集中和疏散,其结果是使层结 $\theta(z)$ 发生改变。

下面我们根据特征理论,讨论由 $\theta(z)$ 所代表的温度层结,在各种垂直输送 $M_c(z)$ 时,将有几种可能的变化。

1) 当 $M_c(z) > 0$ 时

积云群的垂直输送是向上的,代表有对流活动的晴天,即无大雨或冰雹之类可能造成垂直下沉气流的天气。这时又可分为两种情形:

I. $\partial M_c(z)/\partial z < 0$, 即向上垂直输送随高度递减。这时 $\theta(z)$ 随时间的变化见图 2-I, 纵坐标为高度 z , 横坐标为位温 θ , 斜坐标是时间 t 。图中以 $\theta(z)$ 和 $\theta'(z)$ 命名的粗实线分别是时刻 t 和 t' 的位温垂直分布,点划线 AA' , BB' 和 CC' 是 $z-t$ 平面上物理量 $\theta(z)$ 传播的特征线,其斜率 $\frac{dz}{dt} = -M_c(z)$ 。本情况中,因为 $M_c(z) > 0$, 所以 $\frac{dz}{dt} < 0$, 又 $\frac{\partial M_c}{\partial z} < 0$,

因而 C 点的特征线向下斜得比 A 点更多。在时刻 t , 高度 B 上的位温递减率 $\left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)_t = \frac{\theta_A - \theta_C}{z_A - z_C}$, 在时刻 t' , 高度 B' 上的位温递减率 $\left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)_{t'} = \frac{\theta_{A'} - \theta_{C'}}{z_{A'} - z_{C'}}$, 由于 $\theta_A - \theta_C = \theta_{A'} - \theta_{C'}$, $z_A - z_C < z_{A'} - z_{C'}$, 所以有 $(\partial\theta/\partial z)_t > (\partial\theta/\partial z)_{t'}$, 即 t' 时刻的位温垂直分布线比 t 时刻的

更陡(更接近垂直)。我们知道 $z-\theta$ 平面上的垂直线即等 θ 线,它代表干绝热的温度层结,一般对流性天气的温度层结多为条件性不稳定的,其对应的位温垂直分布均如图 2-I 中的粗实线,即上层位温大于下层位温。由此我们可以发现,本情况中 $\theta(z)$ 线的斜度随时间变陡(更接近垂直)就代表了 B 点的温度层结在向不稳定方向变化。

和上述分析相应的物理过程是这样的:随着积云对流的向上输送,在其四周产生的补偿下沉气流,使下层空气增温,且由于 $\partial M_c/\partial z < 0$ 表示积云对流的向上输送随高度减少,这在一般冰雹天气前期是常见的,因而补偿下沉气流的增温也是下层大,上层小,于是就使得层结向不稳定方向发展。

II. $\partial M_c(z)/\partial z > 0$, 即向上垂直输送随高度递增。这时 $\theta(z)$ 随时间的变化见图 2-II, 图中各线的意义均同图 2-I, 和 2-I 不同的,只是 C 点的特征线向下斜得比 A 点

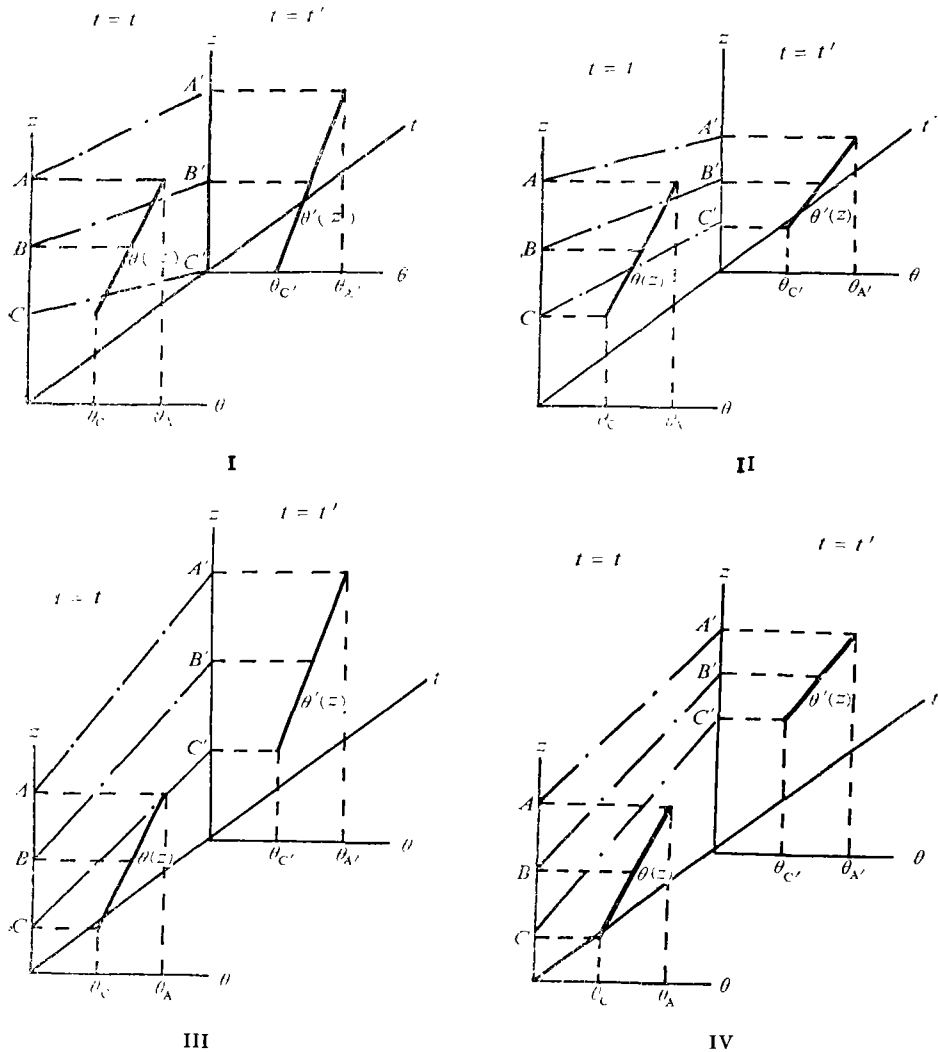


图 2 $\theta(z)$ 随时间的演变

(I. $M_c > 0$ 和 $\partial M_c/\partial z < 0$ 的情形
 III. $M_c < 0$ 和 $\partial M_c/\partial z < 0$ 的情形

II. $M_c > 0$ 和 $\partial M_c/\partial z > 0$ 的情形
 IV. $M_c < 0$ 和 $\partial M_c/\partial z > 0$ 的情形

更少。因此可以得出结论,本情况的温度层结,随时间向稳定方向变化。

2) 当 $M_c(z) < 0$ 时

积云群的垂直输送是向下的,代表以下沉气流为主的有阵性大雨和雹暴之类使积云崩溃的天气。这时也可分两种情形:

III. $\partial M_c(z)/\partial z < 0$, 即向下垂直输送随高度递增。这时 $\theta(z)$ 随时间的变化见图 2-III, 在 $z-t$ 平面上物理量 $\theta(z)$ 传播的特征线 AA' , BB' , 和 CC' 的斜率 $dz/dt > 0$ 。分析可知,本情况中的温度层结随时间向不稳定方向变化。

IV. $\partial M_c(z)/\partial z > 0$, 即向下垂直输送随高度递减。这时 $\theta(z)$ 随时间的变化见图 2-IV。因此本情况中的温度层结随时间向稳定方向变化。

从上面分析可知,情况 I 和 III 可使温度层结变得不稳定,情况 II 和 IV 可使温度层结变得稳定。一般发生强雹暴的天气周期,在产生强冰雹的前几天,都有频繁的对流云出现。根据[1]所引的资料,在逆温层以下,信风积云的垂直向上输送是下大上小的。因此我们可以认为情况 I 正是强冰雹天气过程前期温度层结变得越来越不稳定的一个原因,情况 IV 的温度层结变稳定的趋势正好表示了在下大冰雹以后层结的变化,因为一次较大规模的降雹活动所造成的下沉气流是相当可观的,它会起其所在区域产生垂直向下输送的 M_c , 而且这种输送是下层大于上层的。

我们由此可清楚看到,所谓雹暴天气前期的不稳定能量积累和强降雹活动的不稳定能量释放,其实质是以平均位温 θ 所代表的大气能量在 $z-t$ 平面上非线性传播的过程,正是这种非线性传播导致了温度层结稳定性的变化,这在线性传播过程中是不会出现的。若将(5)式作 $\partial/\partial z$ 运算,得到对物理量 $\partial\theta/\partial z$ 的拟线性波动方程,用上述理论同样可以发现,情况 I 相应于物理量 $\partial\theta/\partial z$ 在传播过程中变疏(小),即不稳定性加强,而情况 IV 相应于变密(大),即稳定性加强。

如果上述层结不稳定性改变的机制能够成立的话,那么我们可以推论:在合适的天气形势下,在山区,由于地形扰动作用,其频繁的对流活动,将会导致比其它区域更强的不稳定层结,因而为强雹暴过程的出现提供必要的条件,这也是山区多雹的一个重要原因。另一方面,既然强雹暴天气的不稳定能量可通过前期的频繁对流活动积聚起来(至少是一种因素),那么,如果我们在强雹暴天气过程前期,施以人工影响,抑制其向上输送,增加垂直向下输送,就可能减少不稳定能量的积聚,由此给我们启示,在雹暴天气过程前期进行人工降水作业正是一举两得的事情。

四、数值计算

上节分析了积云垂直输送促使大气温度层结发生演变的机制,但它在实际天气过程中,究竟起多大作用,还必须通过计算,以便从数量关系上加以证实。

1. M_c 的计算方案

对流活动的能量主要来源于层结的不稳定性,我们可以认为,在一定的层结条件下,就决定了在此背景中可以产生的最强对流活动。在气层 $z-z_0$ 内层结不稳定能量应为^[8]

$$E(z) = \int_{z_0}^z \frac{\Delta T}{T} g dz \quad (6)$$

式中 ΔT 是状态曲线和层结曲线间的温度差(即云内外温差), 由于它不能全部用于对流活动, 故要加有效系数^[9] η , 其表示式为

$$\eta = \frac{T_K - T_{dm}}{T_K} \quad (7)$$

T_K 是对流凝结高度上的温度, T_{dm} 是气块从对流凝结高度沿干绝热线上升到最大上升气流速度所在高度时具有的温度。观测表明, 最大上升气流速度 W_m 常和最大 ΔT 处于同一高度 ξ_m 上, 因此我们可得出

$$\frac{W_m^2}{2} = \eta \cdot E(\xi_m) = \eta \cdot \int_{z_0}^{\xi_m} \frac{\Delta T}{T} g dz \quad (8)$$

z_0 是具有正不稳定能量的开始高度。(8)式表示在该气层的层结条件下, 可产生的最大上升气流速度。

在某一区域中, 同时存在着各种不同高度 Z 的积云, 其最高积云的高度为 Z_m , 根据数值计算, 我们可以发现, 云高为 Z 的最大上升速度 $W(Z)$ 和对流云云顶高度 Z 成正比, 于是可以假定

$$W(Z) = W_m(E_m) \frac{Z}{Z_m(E_m)} \quad (9)$$

其中 $E_m = E(\xi_m)$

按 Austin 和 Houze^[10] 建议, 在高度为 Z 的积云中, 任何高度为 z 处的上升速度 $w(z, Z)$ 和该云中的最大上升速度 $W(Z)$ 之间有下列关系:

$$w(z, Z) = k(z, Z) \cdot W(Z) \quad (10)$$

其中 $k(z, Z)$ 的表达式为

$$k_1(z, Z) = \frac{2}{(2-I)} \exp[I(z-\xi)] - \frac{I}{2-I} \exp[2(z-\xi)] \quad (11)$$

上式适用于最大上升速度 $W(Z)$ 的所在高度 $\xi(Z)$ 以下, 在此以上简单地表示成线性关系

$$k_2(z, Z) = 1 - (z - \xi) / (Z - \xi) \quad (12)$$

这里假定 $\xi(Z) = \frac{3}{4}Z$ 。Austin 等建议, 挟卷率 $I = 0.2/0.13(Z-1)$ 和云高成反比。为简便计, 我们取其为常数, $I = 0.3/\text{公里}$ 。利用(10)–(12), 可由积云中最大上升速度知道上升速度的垂直分布。

下面我们来考虑对流活动期区域中积云的覆盖面积。Malkus^[11] 发现在飓风中心积云的覆盖约占百分之几, [1]中引用信风积云的覆盖面积为 2%, 总之可以认为对流性天气积云的覆盖比面积 σ 为一常数。由于大气中同时共存有各种高度 Z 的积云(图 3), 区域中全部云的覆盖比面积是它们的总和, 我们有

$$\sigma = \int_{z_1}^{z_m} f(Z) dZ \quad (13)$$

积分限 Z_1 和 Z_m 是区域中最低和最高的云类高度, 计算中我们取 $Z_1 = 1$ 公里。由于区域

中的积云,发展较低云总是比发展较高的云量多,所以我们可以令

$$f(Z) = c/Z \quad (14)$$

c 是某一比例常数。将(14)代入(13)求得

$$c = \sigma / \ln\left(\frac{Z_m}{Z_1}\right)$$

改写(14)为

$$f(Z) = \frac{1}{Z} \cdot \frac{\sigma}{\ln\frac{Z_m}{Z_1}} \quad (15)$$

将(15)代入(3)得出积云垂直输送的表达式为

$$M_c(z) = \frac{\sigma}{\ln\frac{Z_m}{Z_1}} \int_z^{Z_m} \frac{w(Z, z)}{Z} dZ \quad (16)$$

积分下限为 z 是考虑到云高 $Z < z$ 的云不会参与在高度 z 处垂直输送的。

将(10)和(9)代入(16)求得

$$M_c(z) = \lambda \cdot \int_z^{Z_m} k(z, Z) dZ \quad (17)$$

其中

$$\lambda = \frac{\sigma W_m(E_m)}{Z_m(E_m) \ln\frac{Z_m}{Z_1}} \quad (18)$$

由于分布函数 $k(z, Z)$ 在垂直上升速度最大值 $W(Z)$ 所在高度 $\xi(Z)$ 以上和以下有不同的表示形式如(11)和(12), 所以有

$$M_c(z) = M_c(z)_1 + M_c(z)_2 \quad (19)$$

其中在 $\xi(Z)$ 高度以下的输送

$$M_c(z)_1 = \lambda \int_{\frac{4}{3}z}^{Z_m} k_1(z, Z) dZ \quad (20)$$

显然,对云高 $Z < \frac{4}{3}z$ 的云,不会对 $M_c(z)_1$ 有贡献(如图3的 c 云对 z_1 高度),所以取积分下限为 $\frac{4}{3}z$, 并且在 $z > \xi_m$ 的高度以上也没有 $M_c(z)_1$ 的贡献(如图3的 z_2 上)。在 $\xi(Z)$ 高度以上的输送

$$M_c(z)_2 = \lambda \int_z^{\frac{4}{3}z} k_2(z, Z) dZ \quad (21)$$

显然,只有云高在 $z < Z < \frac{4}{3}z$ 的才有对 $M_c(z)_2$ 的贡献(如图3的 c 云对 z_1 高度)。我们指出,(21)式计算的 $M_c(z)_2$ 只适用于 $z < \xi_m$, 对于 $z > \xi_m$ 的部位,(21)式中的积分上限应改成 Z_m , 对于 $z < \frac{3}{4}Z_1$ 的高度,没有 $M_c(z)_2$ 的贡献。将(11)和(12)分别代入(20)和

(21), 我们可以得出求算 $M_c(z)_1$ 和 $M_c(z)_2$ 的表达式如下:

$$M_c(z)_1 = \lambda \left\{ \frac{2}{2-I} \left[\frac{4}{3I} - \frac{4}{3I} e^{I(z-\frac{3}{4}Z_m)} \right] - \frac{I}{2-I} \left[\frac{2}{3} - \frac{2}{3} e^{2(z-\frac{3}{4}Z_m)} \right] \right\} \quad (22)$$

$$M_c(z)_2 = \begin{cases} \lambda \cdot 0.18 z & \text{当 } z \leq \xi_m \text{ 时} \\ \lambda \left[4(Z_m - z) - 4z \ln\left(\frac{Z_m}{z}\right) \right] & \text{当 } z > \xi_m \text{ 时} \end{cases} \quad (23)$$

上面(22)的适用范围是 $z \leq \xi_m$, (23)

的适用范围是 $\frac{3}{4}Z_1 < z < Z_m$, Z_1

是区域中最小积云的云高。将(22)和(23)代入(19)可算出 $M_c(z)$ 。

2. 数值计算步骤

1) 给出初始状态的大气温度层结 $T_e(z)$, 由位温公式

$$\theta = T_e \left(\frac{1000}{p} \right)^{R/c_p} \quad (24)$$

算出相应的 $\theta(z)$, 式中子高度处的气压由压高公式求出

$$P(z_2) = P(z_1) \left(\frac{T_1 - \gamma(z_2 - z_1)}{T_1} \right)^{\frac{g}{R\gamma}} \quad (25)$$

式中 R 是气体常数, γ 是 $z_2 - z_1$ 气层内的温度递减率。

2) 计算状态曲线上的温度分布 $T_i(z)$

$$T_i(z) = T_{ib} - \int_{z_b}^z \gamma_b dz \quad (26)$$

其中 T_{ib} 是云底高度上的云内温度, 下标 b 代表云底, 根据 Grandia 等^[13] 的实际探测, 其范围是 $T_{ib} - T_{eb} = -1.0 - -3.0^\circ\text{C}$, 湿绝热递减率按下式计算

$$\gamma_b = \gamma_a \left[\frac{1 + \frac{0.622}{C_p} L \cdot \frac{K}{K-1} \cdot \frac{e_{\max}}{T \cdot P}}{1 + \frac{0.622}{C_p} \cdot \frac{L}{P} \left(\frac{de_{\max}}{dT} - \frac{e_{\max}}{T} \right)} \right] \quad (27)$$

3) 计算 $\Delta T_{i,e}(z) = T_i(z) - T_e(z)$, 并确定其最大值 $\Delta T_{i,e m}$ 处的相应高度 ξ_m 。

4) 计算表示层结不稳定的指数 $\Delta T_{mb} = T_e(\xi_m) - T_{eb}$, 即 ξ_m 处和云底高度处的层结温度差。按(6)式计算 ξ_m 处的不稳定能量 $E(\xi_m)$, 积分上限是 ξ_m , 下限是正能区的开始高度。

5) 由(7)式算出 η 。

6) 由(8)式算出和该温度层结相应的最大上升速度 $W_m(E_m)$ 。

7) 由 $Z_m = \frac{4}{3} \xi_m$ 定出最大云顶高 Z_m 。

8) 由(19), (22), (23)算出 $M_c(z)$ 。

9) 按上游差解偏微分方程(5), 取垂直空间格距 $\Delta z = 200$ 米, 时间步长为 5 分钟, 由

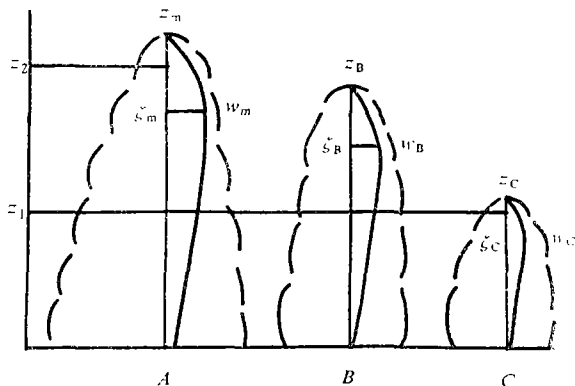


图 3 区域中各种高度云的示意图

$\theta(z, t_1)$ 求得下一时刻的 $\theta(z, t_2)$ 。

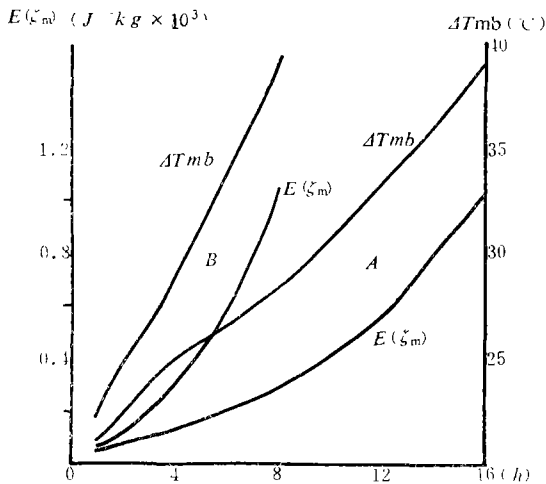


图 4 层结不稳定能量特性的时间变化
(标有 A, B 的曲线分别是例 A 和 B 的)

结曲线在 ξ_m 高度和云底高度处的温差)。

计算表明,经过 16 小时的对流输送后,这时 $\xi_m = 6$ 公里, $\Delta T_{mb} = 39.2^\circ\text{C}$,图 4 中初始时刻的 $\Delta T_{mb} = 21^\circ\text{C}$ 是因为该时刻相应的对流最大速度位置很低 ($\xi_m = 3.8$ 公里) 之故。

我们将计算中有关数据列于表 1,为了比较,将平凉和昔阳的有关数据列于表 2 由表可见,经过 16 小时以后,增加的不稳定能量和平凉地区冰雹天气前两天增能接近,均为约 1000J/kg ,由[15]引用的数据,可知此时已达冰雹云阶段。温度递减率由原来的 5.5°C/km 增至 6.4°C/km ,增加 0.9°C/km ,平凉的资料在二天内增加 0.8°C/km 。层间温差(6 公里气层厚)为 39.2°C ,和昔阳(取自[15])在达到成灾冰雹时的 $\Delta T_{400}^{400} = 38.6^\circ\text{C}$ 相当(5.9 km 气层厚)。由此可以得出结论,经过积云对流的垂直输送,在 16 小时后,大气层结可由原来的非降雹性的变成成灾冰雹的很不稳定的层结。这里必须说明,积云对层结改变的贡献只存在于有积云发生的时间,按平凉地区一般每天约有 6 个小时,即 12—18 时,因此可将 16 小时的计算结果看作 2—3 天内积云对流所产生的贡献。

为了说明积云垂直输送 M_e 的大小,我们画出图 5,图中各曲线上的数字代表对流发展的时间。计算表明,区域中积云垂直输送的数量级为几厘米/秒,这和[1]引用的信风积云数据相当。

个例 B $\sigma = 2.0\%$

计算进行到 8 小时,达到和个例 A 相仿的数据。和图 5 相应画出图 6。比较图 5 和图 6,发现后者的积云对流垂直输送 M_e 大得多。正是由于这个原因,使层结变得不稳定,能在短得多的时间内完成。由此可以看出,积云云量是计算中一个重要因子。因而,地形云频繁的山区,易于发生强雹暴过程也是可以理解的。

此外我们还对云底温度比环境低 1°C 时作了对比计算,在和个例 A 相同的 $\sigma = 1.0\%$ 时,达到上述计算指标,须经过 12 小时。

10) 由(24)式反推 $T_e(z, t_2)$ 。

11) 重复 1)—10) 各步,可算出各个时刻的上述值。

3. 计算个例

取初始温度层结具有不变的递减率 $\gamma = 5.5^\circ\text{C/km}$,云底高度为 850 mb,该高度的环境温度 $T_{e_b} = 293.3\text{K}$,云内外温差 $T_{i_b} - T_{e_b} = -2.0^\circ\text{C}$ 。取不同的积云覆盖比面积 σ 计算二个个例。

个例 A, $\sigma = 1.0\%$

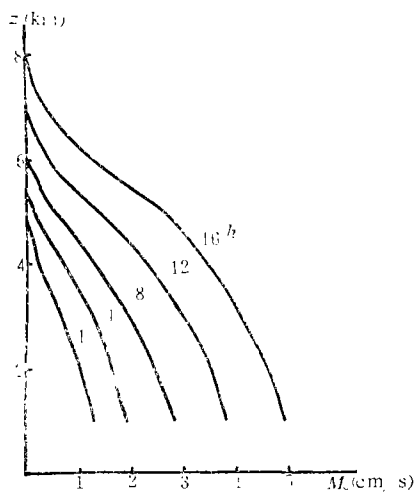
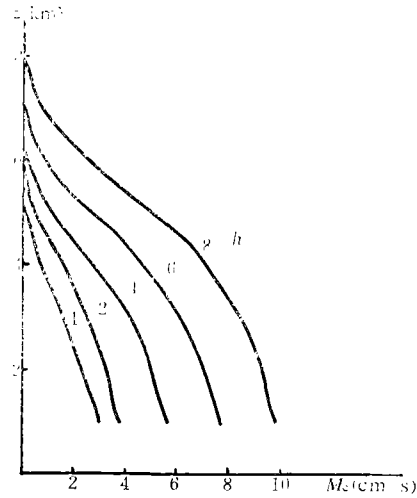
计算共进行 16 小时。图 4 是层结参数随时间的演变。横坐标是积云对流发展的时间,纵坐标分别是 $E(\xi_m)$ (该时刻大气层结相应的最大上升气流所在高度 ξ_m 处的不稳定能量)和 ΔT_{mb} (代表层

表 1 计算的有关结果

个例	计算的对流 发展时间 (h)	初始温度 递减率 (°C/km)	最大升速 W_m (m/s)	计算厚度 ξ_m (km)	ξ_m 层厚不 稳定能 量 $E(\xi_m)$ (J/kg)	ξ_m 层底 层 结温差 ΔT_{mb} (°C)	对流高 度 Z_m (km)	整层平均温 度 递减率 (°C/km)	递减率增加 (°C/km)
A	16	5.5	20.2	6.0	1031	39.2	8.0	6.4	0.9
B	8	5.5	20.4	6.0	1050	39.4	8.0	6.4	0.9

表 2 昔阳、平凉冰雹日前两天及当天有关资料

地 点	前两天温 度 递 减 率 (°C/km)	前两天气 层 顶 底 温 差 (°C)	气 层 厚 度 (km)	前 两 天 不 稳 定 能 量 E (J/kg)	当 天 气 层 顶 底 温 差 (°C)	当 天 不 稳 定 能 量 E (J/kg)	当 天 温 度 递 减 率 (°C/km)	递 减 率 增 加 (°C/km)
昔 阳	/	/	5.9	/	$\Delta T_{800}^{450} = 38.6$	/	6.5	/
平 凉	6.5	$\Delta T_{700}^{300} = 42.6$	6.5	400	$\Delta T_{700}^{300} = 47.6$	1400	7.3	0.8

图 5 个例 A 积云垂直输送 $M_c(z)$ 的时间变化图 6 个例 B 积云垂直输送 $M_c(z)$ 的时间变化

通过上面的计算,我们可以得出结论:

- 1) 计算结果说明本模式在数量级上的合理性。
- 2) 通过计算可以肯定积云垂直输送在冰雹天气温度层结演变过程中是一个不可忽略的重要因子。
- 3) 认识到在冰雹天气过程前期,有一为期 2 天左右的不稳定能量累积过程,这对预报冰雹是有益的。

五、结 论

1. 积云垂直输送是冰雹天气过程中温度层结演变的一个重要因子。
2. 垂直输送改变温度层结的机制是波的非线性传播过程。随高度递减的向上输送产生 $\partial\theta/\partial z$ 的变疏传播,使层结向不稳定方向变化,冰雹天气前期频繁的对流活动属于这种情形。随高度递减的向下输送产生 $\partial\theta/\partial z$ 的变密传播,使层结变得稳定,一次大冰雹过程的强烈向下输送,可能就是这种情形。
3. 由该机制可以推论出,对流频繁的山区,比别的地区易于产生冰雹,其原因之一可能是由于对流活动使得该地区层结变得更不稳定。同时,也可推论出,在冰雹天气形势下,在其前期进行人工影响积云作业,抑制对流发展,也许可减少成灾冰雹。
4. 冰雹天气过程中,积云垂直输送能在 2 天左右时间使温度层结变得能产生成灾冰雹,认识到这一点,对冰雹预报是有好处的。

参 考 文 献

- [1] Cho, H. R., Contributions of cumulus cloud life-cycle effects to the large-scale heat and moisture budget equations, *J. Atmos. Sci.*, 34, 87—97, 1977.
- [2] 雷雨顺等, 冰雹概论, 科学出版社, 92, 1978。
- [3] 巢纪平, 周晓平, 积云动力学, 科学出版社, 25, 1964。

- [4] Haltiner, G. J., 数值天气预报 (中译本), 科学出版社, 203, 1975。
[5] 巢纪平, 论层结和风场对小尺度扰动发展的非线性影响, 气象学报 32, 164—176, 1962。
[6] 杨大升等, 动力气象学, 气象出版社, 328, 1980。
[7] 复旦大学数学系, 数学物理方程, 上海科技出版社, 391, 1961。
[8] 成都气象学院, 气象学, 农业出版社, 136, 1979。
[9] 章基嘉, 预报冰雹的一种物理方法, 南京气象学院学报, 1, 52—58, 1978。
[10] Austin, P. M., R. A. Houze, Jr., A technique for computing vertical transports by precipitating cumuli, *J. Atmos. Sci.*, 30, 1100—1111, 1973。
[11] Malkus, J. S., C. Ronne, M. Chaffee, Cloud patterns in hurricane Daisy, 1958, *Tellus*, 13, 8—30, 1961。
[12] 成都气象学院, 气象学, 农业出版社, 73, 1979。
[13] Grandia, K. L., J. D. Marwitz, Observational investigation of entrainment within the weak echo region, *Mon. Wea. Rev.*, 103, 227—234, 1975。
[14] 巢纪平, 周晓平, 积云动力学, 科学出版社, 22, 1964。
[15] 黄美元等, 人工防雹导论, 科学出版社, 59—60, 1980。

THE RELATION BETWEEN CUMULUS CONVECTION AND THE ACCUMU- LATION OF UNSTABLE ENERGY IN THE HAIL STORM

Xu Wenjun

Ma jide

(Lanzhou Institute of Plateau Atmospheric
Physics, Academia Sinica)

Abstract

In this paper, a mechanism of the evolution of unstable energy in the hail storm is given. It is shown that the evolution of unstable energy may be the result of the nonlinear propagation of energy in $z-t$ plane and that the vertical transport in the cumulus convection is the propagation velocity of the wave.

It is shown by the actual observational data that the evolution of unstable energy in a hail storm is in good agreement with the result given by the theory.