

对流运动和旋转气流的初步研究

徐文俊

(中国科学院兰州高原大气物理研究所)

提 要

本文讨论超级单体风暴中旋转气流的发生与发展。

通过一维时变模式的数值试验得到了在有中尺度涡度场的背景条件下对流运动产生旋转气流的过程。本文还由定常问题的解析解讨论了旋转气流和垂直上升速度之间的关系,并从理论上分析了形成这种关系的原因。所得结果和观测资料相比是符合的。

一、引 言

雷达探测指出^[1],风暴云中的气流具有三维结构。

Fujita^[2]在分析伊利诺依风暴时推论出风暴中存在旋转气流。以后不少人^[3-6]分析了超级单体风暴中的气流场,认为云中的弱回波区代表强烈上升气流区,称为回波空洞。围绕这个空洞的钩状回波有着水平旋转气流,它们呈气旋式旋转,和云中上升气流一起合成气旋式旋转的上升流线。

Marwitz^[7]等人以后根据飞机穿云以及雷达跟踪人工示踪物所取得的资料,已经肯定弱回波区确是上升气流区。最近 Browning^[8]利用雷达回波中尺度为2—3公里的亮点作为运动场的示踪物,发现在雹胚帘中存在气旋性的水平运动分量,粗略估计可达30米/秒。用双多普勒雷达观测科罗拉多州东北部风暴所取得的三维气流结构^[9],也证明了风暴云的水平截面上存在旋转气流。

上升气流出现旋转特性是风暴云发展中的一个新阶段^[10],这个阶段可持续几个小时。Browning^[8]认为,在多单体风暴中,虽然也存在弱回波区和回波特征,但是它们的存在是短暂的。因此,可以把云底附近钩状回波的持续出现作为超级单体风暴的一个特征^[4]。

风暴中旋转气流的出现是和其它宏观特征相联系的。首先,龙卷就是在这个阶段发生的^[11]。其次,风暴云的移动方向是和这个阶段出现的旋转相联系的。很多文献^[1,3-5]都认为大多数风暴云是向着平均环境风右侧移动的。发展强烈的风暴,当出现钩状回波时,右偏得更厉害,这时的降雹也最大。郭晓岚^[12]考虑了气流的旋转性质,计算风暴云在移动过程中的右偏现象,认为风暴云中的旋转气流和其移动时偏向平均风右侧的现象有联系。

关于风暴云中旋转气流的产生,目前有两种看法。第一种看法^[8,9,12]认为,由于对流气

柱耸立在大气中形成障碍物,环境风场可能在风暴的右侧形成气旋性涡度,在其左侧形成反气旋性涡度。

第二种看法是 Schlesinger^[3]提出来的,他通过三维数值试验,发现只有在有风速垂直切变时,才有可能在风暴云的左右两侧形成随高度变化的一对涡旋。

本文用一维模式,说明风暴云中的对流活动在一定初始涡度场条件下,可以直接形成风暴云中的旋转气流,并不需要风场的垂直切变,也不必把云体看成是刚体般的障碍物。

二、基本方程组

略去柯氏力,考虑大气密度随高度的变化,写出方程组^[4]

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial \pi}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\partial \pi}{\partial y} + \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial \pi}{\partial z} + \beta \theta + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = \sigma w \quad (4)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = -S w + \mu \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \quad (5)$$

式中 u, v, w 是速度在直角坐标轴 x, y, z 上的三个分量; t 是时间坐标; $\theta = \theta_i - \theta_e$ 是云内外位温差, θ_i 和 θ_e 分别是云内和云外位温; 表示密度随高度变化的量 $\sigma = \frac{g - R\gamma}{R\theta_0}$ = 常数; $\beta = \frac{g}{\theta_e}$; μ 是湍流交换系数; $S \approx \gamma_e - \gamma$; $\pi = \pi_i - \pi_e$, π_i 和 π_e 是表示云内外气压 p_i 和 p_e 的量, $\pi_e = \frac{C_p \theta_0}{A} \left(\frac{p_e}{1000 \text{mb}} \right) \frac{AR}{C_p}$; g 重力加速度; R 气体常数; θ_0 是位温平均值为常数; $\gamma_e = Ag/C_p$ 为干绝热递减率, $\gamma = -\partial T/\partial z$; C_p 是定压比热; A 是功热当量。

将(1),(2)两式作涡度运算,消去 π ,并引进下列各量:

$$X = \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}, \quad Y = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}, \quad Z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y},$$

$$\mathbf{V} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j}, \quad \boldsymbol{\zeta} = X\mathbf{i} + Y\mathbf{j} \quad (6)$$

我们有 $\frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z} = 0$, 可得

$$\frac{\partial Z}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V}Z) - \nabla \cdot (\boldsymbol{\zeta}w) = \mu \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} \quad (7)$$

式中 $\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j}$ 表示二维散度算子。(7)式也可从涡度方程的向量表达式得到^[5]。

同样,把(3)和(5)作类似的变更,可得

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V}w) - \sigma w^2 + \frac{\partial w^2}{\partial z} = -\frac{\partial \pi}{\partial z} + \beta \theta + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V}\theta) - \sigma\theta w + \frac{\partial \theta w}{\partial z} = -Sw + \mu \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \quad (9)$$

我们引入 Holton^[16]关于平均的方法,设半径 a 的截面面积为 A , 周长为 L , 于是 $A = \pi a^2$ 和 $L = 2\pi a$,

$$\bar{G} = \frac{1}{A} \iint_A G dA, \quad \bar{G}_s = \frac{1}{L} \oint_L G_s dL \quad (10)$$

分别表示面积 A 上和周界 L 上的平均值。

由奥高定理,考虑(10),则有

$$\overline{\nabla \cdot \mathbf{V}} = \frac{1}{A} \iint_A \nabla \cdot \mathbf{V} dA = \frac{1}{A} \oint_L V_n dL = \frac{L}{A} \bar{V}_n = \frac{2}{a} \bar{V}_n$$

$$\overline{\nabla \cdot \boldsymbol{\zeta}} = \frac{1}{A} \iint_A \nabla \cdot \boldsymbol{\zeta} dA = \frac{1}{A} \oint_L \zeta_n dL = \frac{L}{A} \bar{\zeta}_n = \frac{2}{a} \bar{\zeta}_n$$

式中 V_n 和 ζ_n 是在周界 L 的外法线方向上 $\mathbf{V}$ 和 $\boldsymbol{\zeta}$ 的投影。

由(4)和(6)式可得

$$\frac{2}{a} \bar{V}_n = \overline{\sigma w} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \quad \text{和} \quad \frac{2}{a} \bar{\zeta}_n = -\frac{\partial \bar{Z}}{\partial z} \quad (11)$$

与此类似

$$\overline{\nabla \cdot (\mathbf{V}Z)} = \frac{2}{a} \bar{V}_n \cdot \bar{Z}, \quad \overline{\Delta \cdot (\boldsymbol{\zeta}w)} = \frac{2}{a} \bar{\zeta}_n \cdot \bar{w} \quad (12)$$

为简单计,我们取 $\bar{Z} = \bar{Z}$ 和 $\bar{w} = \bar{w}$, 即认为流入云柱的物理量具有和云柱内相同的值, 由于我们将平均截面取在云的中心, 这样假设似乎是可以接受的。改写(12)式并考虑(11)式

$$\overline{\nabla \cdot (\mathbf{V}Z)} \approx \left(\sigma \bar{w} - \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \bar{Z}, \quad \overline{\Delta \cdot (\boldsymbol{\zeta}w)} \approx -\bar{w} \frac{\partial \bar{Z}}{\partial z} \quad (13)$$

同理成立以下等式

$$\bar{w}^2 \approx \bar{w}^2 \quad \text{和} \quad \overline{\theta w} \approx \bar{\theta} \bar{w} \quad (14)$$

$$\overline{\nabla \cdot (\mathbf{V}w)} \approx \left(\sigma \bar{w} - \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \bar{w}$$

$$\overline{\nabla \cdot (\mathbf{V}\theta)} \approx \left(\sigma \bar{w} - \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} \right) \bar{\theta} \quad (15)$$

将(7)–(9)在云内某截面取平均,考虑(13)–(15),为计算简化,略去(8)中包含 π 的项,去掉表示平均的“—”号,写出以下方程组

$$\frac{\partial Z}{\partial t} + w \frac{\partial Z}{\partial z} - Z \frac{\partial w}{\partial z} + \sigma w Z = \mu \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} \quad (16)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + w \frac{\partial w}{\partial z} = \beta \theta + \mu \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \quad (17)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = -Sw + \mu \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \quad (18)$$

(16)–(18)是一维时变方程组,其中(17)和(18)式已组成闭合方程组,在一定的初始和边界条件下,可求得 θ 和 w ,这是我们所熟知的描写对流运动的一维方程组。(16)式用连续

方程(4)代换后,和文献[17]中的方程具有类似的形式,这方程反映了对流运动和具有垂直轴的涡度之间的相互关系,也是本文所要着重讨论的内容. 由于方程的简化,(17)和(18)式中不包含 z 项的作用,因而本文研究的只是垂直对流运动所规定的水平旋转气流,至于水平旋转气流对垂直运动的反作用有待进一步探讨.

三、定常问题的解

在(16)–(18)式中,舍去方程左端第一项,并略去湍流影响,方程组为

$$\frac{d\theta}{dz} = -S \quad (19)$$

$$\frac{dw^2}{dz} = 2\beta\theta \quad (20)$$

$$w \frac{dZ}{dz} - Z \frac{dw}{dz} + \sigma w Z = 0 \quad (21)$$

令静力稳定度 $S = P \left[\left(\frac{z}{z_0} \right)^2 - 1 \right]$, 显然, P 代表地面之稳定度, z_0 表征不稳定层结之厚度. 解方程(19)–(21), 得到

$$\theta = Pz - \frac{1}{3} Pz^3/z_0^2 + C \quad (22)$$

$$w = \left(2\beta Cz + \beta Pz^2 - \frac{1}{6} \beta Pz^4/z_0^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (23)$$

$$Z = Dw/e^{\sigma z} \quad (24)$$

C 和 D 为由边界条件决定的待定常数. 由(24)式可知, 如果不考虑大气密度随高度的变化, 即 $\sigma = 0$, 水平面上的涡度 Z 和对流运动速度 w 之间具有线性关系, 这和 Kropfli 等人^[9]所提供的观测资料是符合的(图1). 值得注意的是图1中标有1和2的两点, 偏离直线较远, 如果1点代表较高处测得的值, 2点代表较低处测得的值, 从(24)式可以明显地看到, 这种偏离正是(24)式右端分母中 $e^{\sigma z}$ 的影响, 也即是由于大气密度随高度降低所造成的, 不能简单地认为实测资料中1、2两点完全是误差所致而可排除在考虑之外. 因此, 由(24)式和图中1、2两点, 对图1中涡度和垂直速度之间的线性关系稍加修改成图中虚线的形式是合理的.

由(23)和(24)式, 我们可以求出 w 和 Z 为最大值时的高度 z , 它们分别满足下列方程

$$\lambda_1^3 - 3\lambda_1 - 3m = 0 \quad (25)$$

$$(3\lambda_2 + 9m) / \left(\frac{2n}{\lambda_2} - 1 \right) - (3\lambda_2 + 3m - \lambda_2^3) = 0 \quad (26)$$

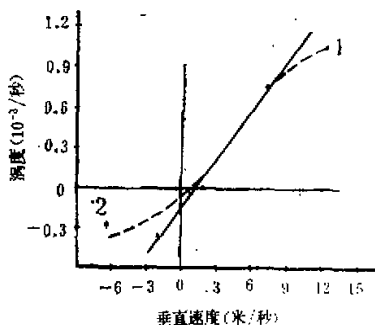


图1 不同高度上, 面平均涡度和垂直速度的关系, 引自[9]. 图中数字1、2和虚线是本文另加的.

式中

$$m = C/Pz_0, \quad n = 1/\sigma z_0, \quad \lambda = z/z_0 \quad (27)$$

由(25)和(26)求得的 λ_1 和 λ_2 分别和 $w_{\max}$ 、 $Z_{\max}$ 相对应。

(25)式的解是

$$\lambda_1 = \left[\frac{3}{2}m + \left(\frac{9}{4}m^2 - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} + \left[\frac{3}{2}m - \left(\frac{9}{4}m^2 - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (28)$$

(28)表明,在 m 不变的情况下,最强对流高度和表征不稳定层厚度的 z_0 具有线性关系。

我们再令

$$3\lambda + 3m - \lambda^3 = R(\lambda) \quad (29)$$

$$(3\lambda + 9m) / \left(\frac{2n}{\lambda} - 1 \right) = Q(\lambda) \quad (30)$$

在一定的 m 和 n 值下,可以画出 $R(\lambda)$ 和 $Q(\lambda)$ 曲线,图(2)中,我们以 $m=1$ 和 $n=2, 3, 4, 5$ 画出一组曲线,图中横轴为 λ , 竖轴为 R 和 Q 。

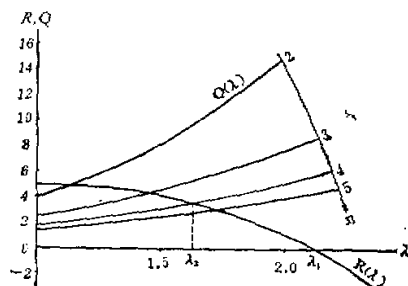


图2 R, Q 和 λ 的关系曲线, $m=1$ 。

根据(25)、(26)和(29)、(30),可以看出,曲线 $R(\lambda)$ 和横轴的交点 λ_1 值即表征最大垂直气流 $w_{\max}$ 所在高度。曲线 $R(\lambda)$ 和 $Q(\lambda)$ 交点所对应的 λ_2 值即表征最大涡度 $Z_{\max}$ 所在高度。在 m 为别的数值时,亦可得出类似的各组曲线。

图(2)表明,不论 n 为何值, λ_2 都在 λ_1 的左边,这说明最大涡度 $Z_{\max}$ 所在高度总是低于最大上升气流 $w_{\max}$ 所在高度,这已被现有雷达观测资料^[3]证实,它表明,表征强烈旋转气流的钩状回波一般总在云体的中下部,而垂直上升气流一般总是在云体的中上部达到最大值。多普勒雷达的观测数据^[9,12]也反映了这一情况。从图(2)中,我们可以发现,随着 n 的加大, λ_2 向 λ_1 逼近。由(30)式可知,当 $n \rightarrow \infty$, $Q(\lambda)$ 曲线和横轴重合,这时 λ_2 和 λ_1 合并为一点,即最大涡度值所在高度上升到最大垂直气流的所在高度。由(27)可知, $n \rightarrow \infty$ 意味着 $\sigma \rightarrow 0$,亦即大气密度随高度不变。但这是不可能的。因而可以得出结论,雷达观测所得的关于最大涡度位于最大上升速度层以下的事实,是必然的现象,这种现象是由于大气密度随高度减小而造成的。

我们再由图(2)分析一下各交点的位置可以发现,随着 n 的减小,表征最大涡度所在高度的 λ_2 也在减小。由于 σ 一般认为是常数,由(27)式可知, n 的减小意味着 z_0 变大,由 $z_2 = \lambda_2 z_0$ 式可以看出, λ_2 变小, z_0 变大,所以 z_2 的变化是较小的,这就说明最大涡度所在高度,一般总是比较稳定的,不因表征不稳定气层 z_0 的变化而有太大的变化。而最大垂直上升气流的高度 z_1 却以不变的系数 λ_1 在随着 z_0 的变化而线性变化。

从以上解析分析中,了解到大气密度随高度减小对水平旋转涡度垂直分布的影响,由下一节的数值计算结果,也可证明,涡度 Z 和垂直升速 w 之间在 4 公里以下具有准线性关系,在这高度以上, w 继续增加,而 Z 则降低。和(24)式对照说明,在 4 公里以下,可不考

虑大气密度随高度减小的影响,即去掉该式分母部分使 Z 和 w 呈线性关系,而在 4 公里以上,则必须考虑. 这个结论是和 Гутман^[10] 介绍的大气密度随高度减小对积云发展计算结果的影响是一致的. 他的计算认为,对于垂直方向为 5 公里以上的很高的积云来说,不能忽略大气密度随高度减小的因子,否则就会使云厚和风速减少 10—15%. 在我们的分析中,似乎更应看到大气密度随高度分布的影响,否则将严重歪曲旋转气流的垂直结构.

四、非定常问题的数值计算

方程组(16)–(18)在下列边界条件和初始条件下,进行数值计算.

$$z = 0, w_0(z) = 0;$$

$$t = 0, w_0(z) = 0, \theta_0(z) = \sin\left(\pi \frac{z}{600}\right), Z_0 = Z_0(z);$$

计算采用的参数为

$$\beta = \frac{1}{30} \text{ 米/度} \cdot \text{秒}^2, \mu = 500 \text{ 米}^2/\text{秒}, \sigma = 10^{-4}/\text{米},$$

层结参数 S 见算例.

将(16)–(18)式的高度变化写成中央差分形式,以 i 和 j 分别表示时间和高度的网格点标号, h 是空间步长, τ 是时间步长,我们有

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_i^j}{\partial t} &\approx \beta \theta_i^j - w_i^j \cdot \frac{w_{j+1}^j - w_{j-1}^j}{2h} + \mu \cdot \frac{w_{j+1}^j - 2w_j^j + w_{j-1}^j}{h^2} \\ \frac{\partial \theta_i^j}{\partial t} &\approx -w_i^j \cdot \frac{\theta_{j+1}^j - \theta_{j-1}^j}{2h} - S_j w_i^j + \mu \cdot \frac{\theta_{j+1}^j - 2\theta_j^j + \theta_{j-1}^j}{h^2} \\ \frac{\partial Z_i^j}{\partial t} &\approx Z_j^j \cdot \frac{w_{j+1}^j - w_{j-1}^j}{2h} - w_i^j \cdot \frac{Z_{j+1}^j - Z_{j-1}^j}{2h} - \sigma \cdot w_i^j Z_j^j \\ &\quad + \mu \cdot \frac{Z_{j+1}^j - 2Z_j^j + Z_{j-1}^j}{h^2} \end{aligned} \quad (31)$$

采用龙格—库塔法^[11]计算各量的时间变化. 计算中 $t = 0$ 时, $Z_0(z) = 10^{-4} \left(1 - \frac{z}{5000}\right)/$

秒,即初始涡度场是随高度线性递减的,5000米处为0,地面 $z = 0$ 和高空 $z = 10$ 公里处,涡度分别为 $10^{-4}/\text{秒}$ 和 $-10^{-4}/\text{秒}$,这种涡度场的空间分布是符合发生强烈天气时的背景条件的^[10]. 表示层结的参数 S 随高度的分布如图(3)所示. 空间步长取 100 米,时间步长为 5 秒,在 DJS-6 机上计算,所得结果如下:

1. 对流运动由于初始位温扰动,在给定的环境条件下发展起来. 若以垂直上升速度 w 来表征对流运动的强度,则随着对流运动的加强,涡度 Z 也在加强,由图 4 可明显看出.
2. 在任何时刻,最大旋转气流的所在高度,总是位于最大上升气流层之下. 这和前面定常问题的分析结果一致. 随着对流运动的发展,这两个高度都在上升.
3. 从 16 分到 24 分钟,是对流发展的旺盛期,这时 $w_{\max}$ 从 5.9 米/秒(高度是 2700 米),发展成 30 米/秒(高度是 7200 米),与此同时, $Z_{\max}$ 从 $6.3 \cdot 10^{-4}/\text{秒}$ (高度是 700 米),发展成 $5.3 \cdot 10^{-3}/\text{秒}$ (位于 3700 米处).

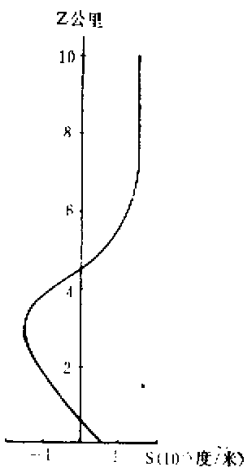


图 3 S 随高度的分布。

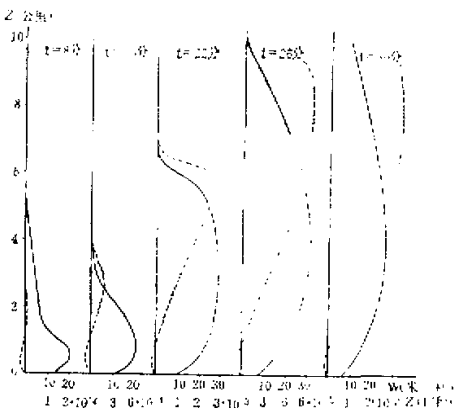


图 4 垂直气流 w 和涡度 Z 的高度分布。图中纵坐标是高度，横坐标分别是 w 米/秒和 Z 10^{-2} /秒， Z 的标尺是不等比例的。各图中上方的数字表示对流发展时刻。图中虚线是 w ，实线是 Z 。

4. 计算到 30 分钟时，对流运动趋向稳定，可以认为是对流成熟期。这时最大升速为 32 米/秒左右，高度在 8000 米附近，最大涡度为 $2.5 \cdot 10^{-2}$ /秒，高度在 4100 米。Kropfli 等人^[9]测得的最大上升气流为 19 米/秒，高度在 9 公里，最大涡度为 $1 \cdot 10^{-2}$ /秒，高度在 4 公里。Eaglemen 等人^[12]提供的资料是在高度为 4 公里处的最大涡度值为 $0.9 \cdot 10^{-2}$ /秒（表 1）。可以看出他们与我们计算所得是比较符合的。

5. 在 30 分钟以后，计算表明， w 的分布曲线基本上不随时间而变化，说明对流趋于成熟，但涡度仍在继续增大。从方程组的分析可知，这是由于没有考虑制约涡旋发展的因素而造成的。因此，该模式只能反映对流发展早期到成熟期对流运动和旋转气流的关系。

表 1 计算结果和观测资料的对照

	最大升速 $w_{\max}$ (米/秒)	$w_{\max}$ 所在 高度(米)	最大涡度 $Z_{\max}(10^{-2}/\text{秒})$	$Z_{\max}$ 所在 高度(米)
计算值	32	8000	2.5	4100
Kropfli 资料	19	9000	1.0	4000
Eaglemen 资料	—	—	0.9	4000

五、结果和讨论

由前所述，我们可以得到以下结果：

1. 在中尺度涡度场的背景条件下，对流运动的发展是形成旋转气流的主要原因。
2. 由对流运动造成的旋转气流和垂直上升速度有密切关系。上升运动可在对流单体内形成气旋性旋转，一般说来，在不计大气密度的变化时，垂直上升速度和涡度之间具有线性关系。

3. 最强涡度的所在高度总是低于最大垂直上升速度的所在高度, 这是由于大气密度随高度减小而造成的。

由于我们的一维模式中没有充分考虑夹卷的作用, 因而在最大升速高度以下, 对流运动的计算结果会偏大, 由此而决定的涡旋分布和数值以及最大涡旋所在位置的高度也会发生偏差, 但这不影响本文的基本结论。

在本模式中, 没有风的垂直切变, 也没有柯氏力, 涡旋是由对流发展而形成的。由(16)式可看出, 条件是大气中必须要有初始涡度场。由中尺度天气分析^[20, 21]可知, 在强烈风暴发展前, 这种涡度场总是存在的。因此, 我们认为, 在具有中尺度涡度场的条件下, 对流运动的发展, 根据位涡守恒定律, 自然会使得对流区的涡度加剧, 形成风暴云内气旋式的旋转气流。本文的计算给出了证明。

Fujita^[22]分析了代表云中旋转气流的钩状回波以及中尺度天气过程后认为, 强烈的对流上升运动和大气下部中尺度旋转环量的存在是形成强烈旋转气流的两个必要条件。Гутман^[23]以及其它数值模拟工作, 在研究龙卷风涡旋场的发展和分布时, 也认为必须有强烈的对流以及一个来自母云体的旋转力矩预先存在, 否则不能形成龙卷。

对流运动能产生旋转气流的原因, 可用位涡守恒定律说明, 也可用角动量守恒的原理来解释, 即当对流运动在大气下部形成辐合时, 气柱收缩从而使对流的柱中的气流旋转加速。而在这个发展过程中, 水平风的垂直切变不是必需的。

致谢: 作者对周晓平同志在本文修改过程中所提的宝贵意见和热情帮助表示深切感谢。

参 考 文 献

- [1] Browning, K. A., *J. Atmos. Sci.*, No. 6, 1964.
- [2] Fujita, T., *J. Met.* No. 1, 1958.
- [3] Browning K. A., *J. Atmos. Sci.*, No. 6, 1965.
- [4] Marwitz, L. D., *J. Appl. Met.*, No. 1, 1972.
- [5] Marwitz, L. D., *J. Appl. Met.*, No. 1, 1972.
- [6] Barnes, S. L., *J. Atmos. Sci.*, No. 6, 1970.
- [7] Marwitz, L. D., E. X. Berry, *J. Appl. Met.*, No. 10, 1971.
- [8] Browning, K. A., C. B. Foote, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, No. 3, 1976.
- [9] Kropfli, R. A., L. J. Miller, *J. Atmos. Sci.*, No. 3, 1976.
- [10] Browning, K. A., *J. Atmos. Sci.*, No. 11, 1965.
- [11] 郭晓岚, *J. Atmos. Sci.*, No. 3, 1969.
- [12] Eagleman, J. R. W. C. Lin, *J. Appl. Met.*, No. 10, 1977.
- [13] Schlesinger, R. E., *J. Atmos. Sci.*, No. 5, 1975.
- [14] Гутман, Л. Н. 中译本, 中尺度气象过程非线性理论引论, 第6页, 科学出版社
- [15] Ландау, Л. Д. Е. М. Лифшиц, 中译本, 连续介质力学, 第一册, 6页.
- [16] Holton, J. R., *Mon. Wea. Rev.*, No. 1, 1973.
- [17] Harwood, R. S. *Weather*, No. 6, 1978.
- [18] Гутман, Л. Н. 中译本, 中尺度气象过程非线性理论引论, 第198页.
- [19] 北京大学、吉林大学、南京大学计算数学教研组编, 计算数学, 294页, 1961.
- [20] 丁一汇、蔡则怡、李吉顺, 大气科学, 4期, 1978.
- [21] 杨国祥等, 大气科学, 4期, 1977.
- [22] Fujita, T., *Mon. Wea. Rev.*, No. 2, 1965.
- [22] Гутман, Л. Н. 中译本, 中尺度气象过程非线性理论引论, 218页.

A PRELIMINARY STUDY ON RELATIONSHIP BETWEEN CONVECTIVE MOTIONS AND ROTATING CURRENTS.

Xu Wen-jun

(Lanzhou Plateau Atmospheric Physics Institute, Academia Sinica)

Abstract

An one-dimensional convective model has been developed for explainning the generation of rotating currents in supercell. It is proved by numerical experiment that under the condition of existance of meso-scale vorticity, the rotating currents are the natural result of convective movements.

The relationship between the updraft vertical velocity and rotating currents is discussed by the use of the analytic solution in the stationary case. The reasons for this relationship are analysed theoretically. It is found that the calculated results are roughly similar to the observed data.