

风速垂直切变对于对流的发展和结构的影响*

巢纪平

陈历舒

(中国科学院地球物理研究所) (中国科学技术大学)

提 要

本文分两个部分。在第一部分中,分析了具有速度垂直切变的盛行风,对于对流发展强度的影响。指出,风速垂直切变对于对流的发展是否有利,决定于对流流场的结构。对于一种特定的流场,通过扰动增长率计算,定量地讨论了风速垂直切变和不稳定层结对扰动发展的相对重要性。

在第二部分中,进一步求得了考虑风速垂直切变影响后的非稳性对流运动方程组在边界热源作用的解,对解的数值计算表明,由于风速垂直切变的作用,对流流场的结构与静止大气中的情况不同,不再是轴对称的,而主要由两个顺时针流动的涡环组成,这种流场结构,与一般移动的雷阵雨云中的流场结构很相似。

一、引 言

强对流云的发展,一般是和天气系统的活动分不开的。由于天气系统的活动,在对流云发展的背景中,一般存在有盛行的风场。盛行风对对流云的发展有多方面的影响。例如,观测表明^[1-3],对流云经常在高空急流的下方有猛烈的发展,有时云顶甚至能穿透对流层顶进入平流层中。观测又指出,在盛行风场中发展起来的对流云,它们的流场结构是不对称的,在云的前方(相对盛行风的方向)是上升气流,后方是下沉气流,中间形成一强的切变区^[4-6](如图1所示)。



图1 阵雨云中的气流模型^[5]

根据这些观测事实,可以提出两个值得探讨的理论问题。第一,对流云除从凝结潜热中获得发展的能量外,能不能从有垂直切变的盛行风场中也获得发展的能量;第二,对流云中的非对称的流场结构,由于什么原因所造成,是否与风的垂直切变有关。

就我们所知,到目前为止,这两个问题尚没有很好的理论解释。目前,在第一个问题的理论分析方面, Taylor^[7]、Eliassen 等^[8]以及最近郭晓嵐^[9]都曾分析过速度随高度呈线性增加的层结流体中小扰动的稳定性。他们的结果表明,如果流体的层结是静力稳定的,那么小扰动是动力稳定的,换言之,气流的垂直切变并不能促进小扰动振幅的增长。由于他们用的是小扰动方法,这一结果对有限振幅的扰动不能是定论。作者曾分析过线性风速廓线对有限振幅扰动的影响^[10],得到的结论与上面相同。不过,值得指出,当时的理论分析,是对特定形式的简谐形扰动作的,显然,大气中的对流云不是一个简谐形扰动。对

* 本文1963年9月11日收到。

于其它类型的风速廓线, Drazin^[11] 和作者^[10] 用不同的方法分析后得到了相同的结果, 即如果风速廓线中存在有反折点, 那么层结流体中的扰动可以从盛行风场中取得发展的能量。虽然这表明一定形式的风速廓线是有利于对流发展的, 不过这种形式的风速廓线太特殊, 对于大气中的实际情况来说, 一般很难恰巧满足这样的要求。

对于第二个问题, 除了一些定性的讨论外^[4,6], 迄今尚未有人在理论上作过定量的探讨。

在本文中, 我们准备进一步研究上面提出的两个问题。

二、动力学方程和能量积分

研究 $x-z$ 平面中的二维问题。使 x 轴与盛行 $\tilde{U}(z)$ 的方向一致, z 轴与之正交, 并指向上。这样, 问题的动力学方程组为

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial x} - \tilde{U} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{d\tilde{U}}{dz} w + k \frac{\partial^2 \tilde{U}}{\partial z^2} + k \Delta_2 u, \quad (1)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p}{\partial z} - \tilde{U} \frac{\partial w}{\partial x} + \beta \theta + k \Delta_2 w, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = -\tilde{U} \frac{\partial \theta}{\partial x} - \alpha w + k \Delta_2 \theta, \quad (4)$$

式中 u, w 分别为扰动速度的水平和垂直分量; p 和 θ 为空气的扰动压力和扰动位温; $\bar{\rho}$ 为空气的平均密度; $\beta = g/\bar{\theta}$, g 为重力加速度, $\bar{\theta}$ 为平均位温; $\alpha = \gamma_a - \gamma$, 为静力稳定度; γ_a , 当水汽未饱和时是干绝热递减率, 当饱和时是湿绝热递减率, γ 为平均温度的垂直梯度; k 是湍流交换系数; $\Delta_2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 。显然, 运动总的水平速度应为 $u_{\Sigma} = \tilde{U}(z) + u$ 。

在下面的研究中, 取盛行风的廓线是高度的线性函数, 即

$$\tilde{U}(z) = \tilde{U}'_z. \quad (5)$$

我们来给出能量积分。由于湍流耗散项的作用已为人们所熟知, 在以下的能量积分中略去这一项的作用。将(1)式乘以 u 后加上乘以 w 后的(2)式, 取所得式子的面积分, 应用(3)式, 并设在积分边界上法向速度为零, 于是得到动能积分

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint \frac{1}{2} (u^2 + w^2) ds = -\tilde{U}' \iint u w ds + \beta \iint w \theta ds, \quad (6)$$

同样的, 由(4)式得到内能积分

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint \frac{1}{2} \theta^2 ds = -\alpha \iint w \theta ds. \quad (7)$$

方程组(1)–(4)和(6)、(7)是本文的基本方程组。在下面的第一部分中, 将应用(6)、(7)两式来讨论风速垂直切变对对流发展强度的影响, 在第二部分中, 将直接求出方程组(1)–(4)在一个边值问题下的解, 在这一基础上讨论风速垂直切变对对流流场结构的影响。

第一部分

三、考虑了风速切变后对流的发展条件

引进流函数 ψ , 定义成

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = -\frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (8)$$

設在所討論的时间間隔中, 对流的形状不变, 而振幅可以变化, 因此可以假定

$$\psi = A(t)\phi(x, z), \quad \theta = B(t)\Theta(x, z). \quad (9)$$

在这里用 ϕ 和 Θ 来表示流場和温度場的結構, 用 $A(t)$ 和 $B(t)$ 来表示振幅.

将(8)、(9)两式代入(6)、(7)两式后, 得到

$$\frac{dA}{dt} = -\tilde{U}'k_1A + \beta k_2B, \quad (10)$$

$$\frac{dB}{dt} = -\alpha l_1A, \quad (11)$$

式中

$$k_1 = \frac{\iint W \cdot V ds}{\iint (W^2 + V^2) ds}, \quad k_2 = \frac{\iint W \Theta ds}{\iint (W^2 + V^2) ds}, \quad l_1 = \frac{\iint W \Theta ds}{\iint \Theta^2 ds}, \quad (12)$$

而

$$V = \frac{\partial \phi}{\partial z}, \quad W = -\frac{\partial \phi}{\partial x}. \quad (13)$$

由(10)、(11)两式消去 B 后, 得到描写流場振幅变化的方程

$$\frac{d^2A}{dt^2} + \tilde{U}'k_1 \frac{dA}{dt} + k_2 l_1 \alpha \beta A = 0. \quad (14)$$

这一方程的解为

$$A = c_1 e^{\sigma_1 t} + c_2 e^{\sigma_2 t}, \quad (15)$$

式中增长率 $\sigma_{1,2}$ 为

$$\sigma_{1,2} = -\frac{\tilde{U}'k_1}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\tilde{U}'k_1}{2}\right)^2 - \alpha \beta k_2 l_1}. \quad (16)$$

根据特征根(16)式的性質, 对流的发展条件如下:

i) 对流的振幅成指数地增长的情形是:

1) $\alpha < 0$ (靜力不稳定), 或者

2) $\alpha > 0$ (靜力稳定), $\tilde{U}'k_1 < 0$, 并且

$$R_i \leq \frac{1}{4} \frac{k_1^2}{k_2 l_1}; \quad (17)$$

ii) 对流的振幅成指数地振蕩增长的情形是:

$$\alpha > 0, \quad \tilde{U}'k_1 < 0, \quad \text{而} \quad R_i > \frac{1}{4} \frac{k_1^2}{k_2 l_1}; \quad (18)$$

iii) 对流的振幅成指数地衰减的情形是：

$$\alpha > 0, \quad \tilde{U}'k_1 > 0, \quad \text{而} \quad R_i \leq \frac{1}{4} \frac{k_1^2}{k_2^2 l_1}; \quad (19)$$

iv) 对流的振幅成指数地振荡衰减的情形是：

$$\alpha > 0, \quad \tilde{U}'k_1 > 0, \quad \text{而} \quad R_i > \frac{1}{4} \frac{k_1^2}{k_2^2 l_1}. \quad (20)$$

在以上各式中, $R_i = \frac{\alpha\beta}{\tilde{U}'^2}$, 是李查德逊数。

由此可见,除了不稳定层结是有利于对流发展的一个因子外,对于一定结构的对流环流,风速垂直切变也可以是一个有利的因子。

四、发展对流的理想模型和增长率

上节分析表明,只要满足条件 $\tilde{U}'k_1 < 0$, 风速垂直切变也有利于对流的发展。大气中经常出现的情况是 $\tilde{U}' > 0$, 即风速随高度增加。在这种情况下,最能发展的对流,它的扰动流场的结构必需满足 $k_1 < 0$ 的条件。亦即要成立条件

$$\iint W \cdot V ds < 0. \quad (21)$$

不难看出,这时要求扰动流场中垂直速度和水平速度间有净的负相关。图 2 中给出了满足这种条件的一种理想的对流流场的结构。这种由两个同向涡环组成的后倾流场,与实际观测到的雷、阵雨云中的流场(如图 1)是相似的。当然,图 1 所示的是包括盛行风在内的总的流场,不过即使去掉平均风的部分后,看来也会具有发展所要求的结构。

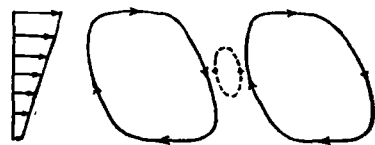


图 2 对流流场的理想模型

为了进一步分析风速切变作用与静力稳定度作用的相对重要性,我们来计算发展扰动的增长率。由于在公式(16)中包含了依赖于对流结构的参数 k_1 和 $k_2 l_1$, 因此计算只能对某一特定结构的对流进行。容易看出, $|k_1| \leq 1$, $k_2 l_1 \geq 0$, 作为例子,我们假定有这样一个对流环流,它所决定的 $k_1 = -\frac{1}{2}$, $k_2 l_1 = \frac{1}{2}$ 。对这一特定的对流,它的增长率与风速切变和静力稳定度的依赖关系(见图 3)。

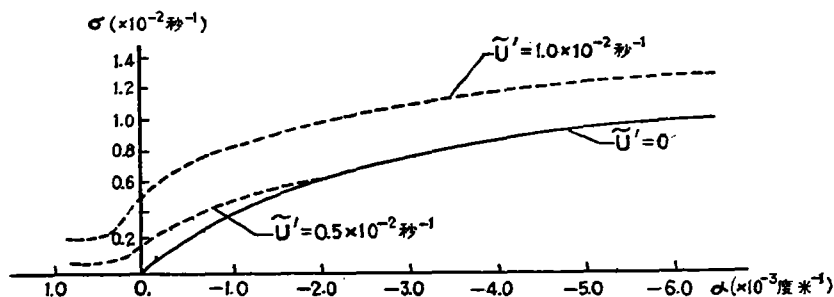


图 3 一个特定扰动的增长率

由图可见,当风速切变值大到 10^{-2} /秒左右时,它对于对流发展的影响是极显著的。

例如,当静力稳定度取 $\alpha = -2 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}/\text{米}$, 在沒有风速切变时, 增长率为 $0.58 \times 10^{-2}/\text{秒}$, 当考虑了风速切变后, 为 $0.90 \times 10^{-2}/\text{秒}$, 加大了 55%。当 $\alpha=0$ 时, 单纯由 $\tilde{U}'=10^{-2}/\text{秒}$ 大小的风速切变所引起的增长率到 $0.5 \times 10^{-2}/\text{秒}$, 这相当于单纯由 $\alpha = -2 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{C}/\text{米}$ 这样大的不稳定性所产生的增长率。

虽然, 对于不同的对流, 风速切变的相对重要性是不一样的, 但上面的估计可以给出一个初步的量的了解。一般來說, 大气中水汽是向上減小的, 而风速垂直切变在对流层高层高空急流的下方最大。因此, 相对地來說, 在中、低层, 湿絕热不稳定对于对流的发展更是重要, 在高层, 风速垂直切变的作用更是重要。由此看来, 一般能穿透对流层頂而进入平流层的强大对流云, 需要从高空急流中取得能量。

第 二 部 分

五、无因次方程組和边界条件

在上节中给出了一种能够从风速垂直切变中获取能量的对流的理想模型, 但是在大气中, 这种类型的对流流場如何能够形成, 这是一个需要进一步研究的问题。

我們知道, 在靜止的背景条件下, 如果激发对流的初始扰动或者边界源是对称形式, 那末对流流場也是对称的^[12,13]。当背景条件中存在着具有垂直切变的盛行风后, 对流流場具有怎么样的结构, 这个问题虽然尚未有过研究, 但不难事先作个估计。

如果基本流場的速度随高度是增加的, 則在基本流場中就具有沿 y 軸方向的正的涡度。在这种情况下, 通过扰动流場和基本流場之間的作用, 基本流場中的正涡度要傳輸給扰动, 使扰动流場获得正的涡度。于是本来是对称形式的对流流場中, 原来具有正涡度的环流要加强, 具有負涡度的环流要減弱。如果本来对流中具有負涡度的环流不强, 那末在适当的条件下, 就有可能使它反向, 从而破坏本来流場的对称性, 使其变成具有两个正涡度的对流流場。

为了进一步定量的表明上述的可能性, 下面直接研究在地面对称热源激发下的对流运动。

取問題的定解条件为

$$z = 0, \quad w = 0, \quad \theta = \Delta\theta_0 f(x, t), \quad (22)$$

$$z \rightarrow \infty, \quad w = \theta = p = \frac{\partial p}{\partial z} = 0, \quad (23)$$

$$x \rightarrow -\infty, \quad u = 0 \quad (24)$$

$$t = 0, \quad u = w = \theta = p = 0. \quad (25)$$

引进无因次量

$$\begin{aligned} t' = t / \frac{L_0^2}{k}, \quad (x', z') = \frac{1}{L_0} (x, z), \quad (u', w') = \frac{L_0}{k} (u, w) \\ \theta' = \theta / \Delta\theta_0, \quad p' = p / \bar{p} \left(\frac{k}{L_0} \right)^2, \end{aligned} \quad (26)$$

式中外参数 $\Delta\theta_0$ 为地面热源的强度, L_0 为它的尺度.

考虑到(26)式后,基本方程组(1)–(4)的无因次形式为(略去右上角的撇号)

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = - \left(\frac{GF}{R_i} \right)^{1/2} z \frac{\partial u}{\partial x} - \left(\frac{GF}{R_i} \right)^{1/2} w - \frac{\partial p}{\partial x} + \Delta_2 u, \quad (27)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = - \left(\frac{GF}{R_i} \right)^{1/2} z \frac{\partial w}{\partial x} + G\theta - \frac{\partial p}{\partial z} + \Delta_2 w, \quad (28)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (29)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = Fw - \left(\frac{GF}{R_i} \right)^{1/2} z \frac{\partial \theta}{\partial x} + \Delta_2 \theta, \quad (30)$$

式中,无因次特征数的定义为

$$G = \frac{\beta \Delta\theta_0 L_0}{k^2}, \quad F = - \frac{\alpha L_0}{\Delta\theta_0}, \quad R_i = - \frac{\alpha \beta}{\tilde{U}^2}. \quad (31)$$

为了求解时的方便,在以下的计算中,将不直接用(28)式,而改用由(28)–(30)式导出的平衡方程^[14]

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = - \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + G \frac{\partial \theta}{\partial z} - 2 \left(\frac{GF}{R_i} \right)^{1/2} \frac{\partial w}{\partial x} + 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial z} \right). \quad (32)$$

相应的无因次边界条件和初始条件为

$$z = 0, \quad w = 0, \quad \theta = f(x, t), \quad (33)$$

其余在形式上仍同(23)–(25)式.

六、问题的解法

今将 f 展成关于 t 的幂级数,即

$$f(x, t) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(x) t^{\frac{n+2}{2}}. \quad (34)$$

引进变换

$$S = z/2 \sqrt{t}, \quad (35)$$

并求问题为如下形式的解

$$\begin{aligned} \theta &= \sum_{n=0}^{\infty} \Theta_n(x, s) t^{\frac{n+2}{2}}, \quad p = \sum_{n=0}^{\infty} \Pi_n(x, s) t^{\frac{n+3}{2}}, \\ u &= \sum_{n=0}^{\infty} U_n(x, s) t^{\frac{n+3}{2}}, \quad w = \sum_{n=0}^{\infty} W_n(x, s) t^{\frac{n+4}{2}}, \end{aligned} \quad (36)$$

式中 Θ_n , Π_n , U_n 和 W_n 由下面的常微分方程组决定. 这些方程为

$$\begin{aligned} \Lambda_{n+2}(\Theta_n) &= -4 \frac{\partial^2 \Theta_{n-2}}{\partial x^2} + 8 \left(\frac{GF}{R_i} \right)^{1/2} S \frac{\partial \Theta_{n-3}}{\partial x} - \\ &\quad - 4FW_{n-4} + 2 \left(W_{n-5} \frac{\partial \Theta_0}{\partial s} + \cdots + W_0 \frac{\partial \Theta_{n-5}}{\partial s} \right) + \\ &\quad + 4 \left(U_{n-5} \frac{\partial \Theta_0}{\partial x} + \cdots + U_0 \frac{\partial \Theta_{n-5}}{\partial x} \right), \end{aligned} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Pi_n}{\partial s^2} = & 2G \frac{\partial \Theta_n}{\partial s} - 4 \frac{\partial^2 \Pi_{n-2}}{\partial x^2} - 8 \left(\frac{GF}{R_i} \right)^{1/2} \frac{\partial W_{n-3}}{\partial x} + \\ & + 4 \left(\frac{\partial U_{n-5}}{\partial x} \cdot \frac{\partial W_0}{\partial s} + \dots + \frac{\partial U_0}{\partial x} \cdot \frac{\partial W_{n-5}}{\partial s} \right) - \\ & - 4 \left(\frac{\partial W_{n-5}}{\partial x} \cdot \frac{\partial U_0}{\partial s} + \dots + \frac{\partial W_0}{\partial x} \cdot \frac{\partial U_{n-5}}{\partial s} \right), \end{aligned} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \Lambda_{n+4}(W_n) = & -4G\Theta_n + 2 \frac{\partial \Pi_n}{\partial s} - 4 \frac{\partial^2 W_{n-2}}{\partial x^2} + \\ & + 8 \left(\frac{GF}{R_i} \right)^{1/2} s \frac{\partial W_{n-3}}{\partial x} + 4 \left(U_{n-5} \frac{\partial W_0}{\partial x} + \dots + U_0 \frac{\partial W_{n-5}}{\partial x} \right) + \\ & + 2 \left(W_{n-5} \frac{\partial W_0}{\partial s} + \dots + W_0 \frac{\partial W_{n-5}}{\partial s} \right), \end{aligned} \quad (39)$$

$$\frac{\partial U_n}{\partial x} = -\frac{1}{2} \frac{\partial W_n}{\partial s}, \quad (40)$$

其中运算子 Λ_m 为

$$\Lambda_m = \frac{\partial^2}{\partial s^2} + 2s \frac{\partial}{\partial s} - 2m. \quad (41)$$

这组常微分方程组的边界条件为

$$s = 0, \quad \Theta_n = f_n(\tau), \quad W_n = 0, \quad (42)$$

$$s \rightarrow \infty, \quad \Theta_n = W_n = \Pi_n = \frac{\partial \Pi_n}{\partial s} = 0, \quad (43)$$

$$x \rightarrow -\infty, \quad U_n = 0. \quad (44)$$

容易看出,当 $n=0$ 时,方程(37)是线性齐次的,它满足边界条件(42)、(43)式的解可以方便地求出。当 Θ_0 求得后,由(38)式,应用条件(43)直接积分两次后求得 Π_0 。将 Θ_0 、 Π_0 代入(39)式的右方,解此线性非齐次方程,可以求出 W_0 。最后,当 W_0 求得后,在条件(44)下积分(40)式便求得 U_0 。当 $n \geq 1$ 时,可以用同样的步骤求解。

当 $n \leq 8$ 时,方程的解可以按 Мхитарян^[17]、Зейтунян^[18] 所给出的方法方便地求得。当 $n > 8$ 时,可以象 Баб^[17] 那样用格林函数求解。由于解法是现成的,在此不再给出,可参见提到的有关文献。

七、数值计算结果

作为一例,取加热函数的形式为

$$f(\tau) = \tau e^{-\tau^2}. \quad (45)$$

计算时取 $G = 400$, $F = 0.3$, $R_i = 30$ 。级数共算了 8 项。

计算结果列在图 3—5 中。图 3 是无因次时间为 0.6 没有盛行风作用下的流场,图 4 是考虑了风速垂直切变后的扰动流场,图 5 是加上基本风场后的流场。基本风场的强度取 $\tilde{U}' = 1.0 \times 10^{-3}$ /秒,特征尺度取 $L_0 = 1$ 公里。另外,湍流交换系数取 500 米²/秒。

比较图 4 和图 5,一个醒目的现象是,当考虑了风速垂直切变作用后,扰动流场的结构发生了根本的改变。这时流场不再具有对称的性质,而是主要由两个同向的顺时针流

动的涡环组成。所得的这个扰动流场它的负相关性,虽然不如图 2 那么理想,但由于在右边涡环上升区的负相关部分中,水平速度和垂直速度都很大,因此,这个对流流场的总效果仍然是负相关的。

这是很有意思的,风速垂直切变可以产生一个具有负相关的流场,这个流场形成后,根据第四节的分析,自然又能进一步从风速垂直切变中获得使它发展的能量。因此,风速垂直切变是一个有利于对流发展的因子。事实上,这个直接的计算也确实表明,考虑了风速的垂直切变后,对流的强度是加大了。例如,当 $L_0 = 1$ 公里, $\Delta\theta_0 = 3^\circ\text{C}$, $k = 500$ 米²/秒, $\alpha = -0.9 \times 10^{-3}$ °C/米, $\tilde{U}' = 1.0 \times 10^{-3}$ /秒时,在沒有风场作用的情况下,当 $t = 20$ 分时,最大的上升速度为 6.7 米/秒,最大的下沉速度为 -5.0 米/秒;当考虑了风切变后,最大的上升速度为 13.5 米/秒,最大的下沉速度为 -8.5 米/秒,上升气流的强度增加了一倍左右。

风速垂直切变既然是一个有利于对流发展的因子,我们在一定程度上就可以了解,为什么强大的冰雹云会经常发生在高空急流的天气形势下^[2]。

在另一方面,将计算所得的总的对流流场(图 6)与实际雷阵雨云的流场相比(图 1),可以看出,主要的结构是相似的。由此可见,一般雷雨云中所具有的流场结构,与盛行风的存在有直接的关系,而

Browning 等^[6]提出的水滴蒸发等影响,可能不一定是必要的。当然,由于水滴对气流的拖带等作用,可以加强云中后部下沉环流的强度^[18]。

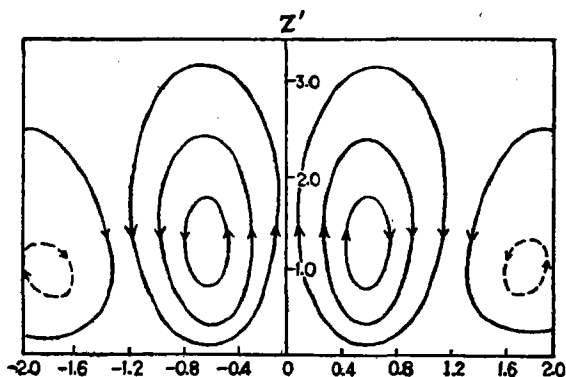


图 4 沒有风速切变时的对流流场

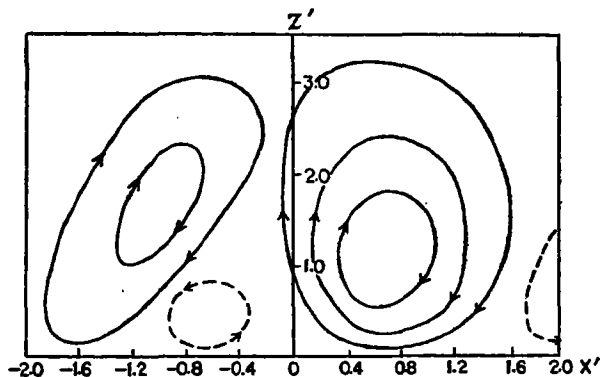


图 5 考虑了风速切变后的扰动流场

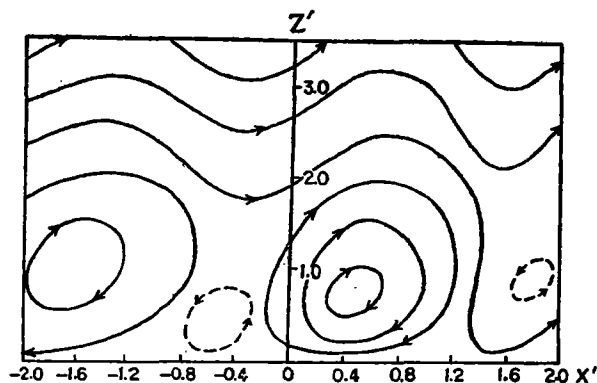


图 6 加上盛行风场后的对流流场

八、总 结

本文研究了盛行风速的垂直切变对于对流运动的影响,得到了两点主要的结果:

1) 在合适的条件下,正的风速垂直切变有利于对流的发展。由于在大气中水汽的含量在中、低空较大,而风速垂直切变在对流层顶附近高空急流中最大,因此,在中、低空湿绝热不稳定能量的释放,是对流云发展的主要能源。在高空,则盛行风场中的平均动能是一种主要的能源。

2) 由于风速垂直切变的作用,对流流场的结构与静止大气中一般的热对流流场很不一样,不再是轴对称的,而是主要由两个顺时针流动的涡环组成,这样的流场与一般移动的雷、阵雨云中的流场结构是很接近的。

参 考 文 献

- [1] Malkus, J. S. *Tellus*, **6** (1954), 351—366.
- [2] Dessens, H., *Geophys. Monogr.*, No. 5, 333—338, Amer. geophys. Un. (1960).
- [3] 中山 章, 研究时报 **14** (1962), 135—142, 453—458.
- [4] Newton, C. W., 等; *J. Meteor.*, **16** (1959), 483—496.
- [5] Probert-Jones, J. R. & Harper, W. G., *Meteor. Mag.*, **91** (1962), 273—284.
- [6] Browning, K. A. & Ludlum, F. H., *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **88** (1962), 117—135.
- [7] Taylor, G. I., *Proc. Roy. Soc. (London) A*, **132** (1931), 499—523.
- [8] Eliassen, A. 等, Institute of Weather and Research, Norwegian Acad. Sci. Letters. publ., No. 1, 1953, 1—30.
- [9] 郭晓岚, *Phys. Fluids*, **6** (1963), 195—211.
- [10] 巢纪平, 气象学报, **32** (1962), 164—176.
- [11] Drazin, G. G., *J. Fluid Mech.*, **4** (1958), 214—224.
- [12] 周晓平, *ИАН СССР, сер. Геофиз.* (1962), 548—557.
- [13] 巢纪平, 气象学报, **31** (1961), 191—205.
- [14] 巢纪平, 气象学报, **32** (1962), 104—118.
- [15] Мхитарян А. Н., *ДАН Армянской ССР*, **19** (2), 1954, 33—40.
- [16] Зейтунян Х. Н., *ДАН СССР*, **133** (1960), 1319—1322.
- [17] Баев В. К., *Труды Цип*, **43** (70), 1956, 3—8.
- [18] 巢纪平、胡广兴, 气象学报, **33** (1963), 449—458.

ON THE EFFECTS OF THE VERTICAL WIND SHEAR ON THE DEVELOPMENT AND THE STRUCTURE OF CONVECTION

CHAO JIH-PING

(Institute of Geophysics and Meteorology,
Academia Sinica)

CHENG LI-SHOO

(Chinese Science and technology University)

ABSTRACT

In this paper the effects of vertical wind shear on the development and the structure of convection are investigated theoretically. Firstly, from the calculations of the perturbation growth rate, the relative importance of the vertical wind shear compared to the unstable stratification is discussed quantitatively. Secondly, the circulation of convection as shown by calculation is similar to that found in thunderstorm and in shower cloud.