

低空急流对内重力波不稳定发展的作用

孙淑清

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文研究了在环境风场中存在风的垂直切变时,对内重力波发展不稳定性的影响,指出风速在垂直方向出现急流轮廓线时,有利于波动的发展。在一定条件下,稳定层结仍可引起重力波的不稳定。用数值积分的方法研究了不同急流强度和急流轴置于不同高度时,对不稳定发展的影响。对同样强度的急流来说,轴的高度越低、越接近边界层内,扰动振幅的增长率就越大。最后把理论结果与观测事实作了比较。

一、引 言

对流层低层存在一支风速较强的低空急流,由于季风活动的影响,这支急流在盛夏尤为活跃,它经常与暴雨及其它强烈天气相联系。低空急流的存在对于暴雨区水汽的汇集以及局地层结不稳定的构成起了重要的作用。近年来人们发现这支强风轴是很不稳定的,在轴上常常有重力波传播,它与温压场上的扰动及雨团相对应^[1,2]。这些现象的揭露无疑为我们了解低空急流对暴雨的作用提供了重要事实。

急流轴周围存在很强的风速切变。水平方向上的中尺度强风中心以及急流轴下方的强垂直切变(可达 10^{-2} /秒)促使该地区产生很大的动力不稳定。不少学者早就注意到强的低层风垂直切变导致飞机起落时失事、森林起火等事故的发生。K. Gambo^[3]用理查逊数 Ri 作为一种判据来研究中间尺度不稳定的条件,发现在 Ri 为小值时中间尺度系统容易发生不稳定。实际上在低空急流轴附近由于 $\partial V/\partial z$ 值很大,使 Ri 较小,因此 Ri 的小值区常常与暴雨区相联系。由此可见,低层风速垂直切变的加大是有利于小尺度扰动的发展的。本文从上述事实出发,讨论由于环境风场中出现急流状结构时,对于重力波不稳定发展所起的作用。从而探讨低空急流对暴雨发生的一种动力机制。

二、不稳定波发生的条件

经典的重力波不稳定理论指出,不稳定发展的条件与环境场的温度层结有关。在方程组中引进了环境风场,并考虑它随高度变化。考察风场结构对不稳定重力波发展的关系。

1. 基本方程组

考虑基本气流为东西风: $u = \bar{U}(p) + u'$ 。运动在 (x, p) 平面上进行,去掉 $(\cdot)$ 后,

1981年8月29日收到,1982年1月15日收到修改稿。

得方程组

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) u + \omega \frac{\partial U}{\partial p} = - \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{\partial \phi}{\partial p} + \sigma \omega = 0 \end{cases} \quad (1)$$

其边界条件为: 当 $P = P_0$, 和 $P = 0$ 时,

$$\omega = 0 \quad (2)$$

其中 $\sigma = -\frac{\alpha}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p}$, P_0 为地面气压, 其他皆为常用符号.

这里基本气流 U 为 P 的函数, 方程组中 u , ω 皆为扰动量. 取波动解:

$$\begin{cases} u = u(p) e^{ik(x-ct)} \\ \omega = \omega(p) e^{ik(x-ct)} \\ \phi = \phi(p) e^{ik(x-ct)} \end{cases} \quad (3)$$

代入, 有:

$$ik(U - c)u + \omega \frac{\partial U}{\partial p} + ik\phi = 0 \quad (4)$$

$$ik u + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (5)$$

$$ik \frac{\partial \phi}{\partial p} (U - c) + \sigma \omega = 0 \quad (6)$$

式中 u , ω , ϕ 皆为 p 的函数.

从(4)、(5)两式消去 u , 得

$$(c - U) \frac{\partial \omega}{\partial p} + \omega \frac{\partial U}{\partial p} + ik\phi = 0 \quad (7)$$

(7) 式对 p 微分, 并代入(5)式得:

$$(c - U)^2 \frac{d^2 \omega}{dp^2} + \left[\sigma + (c - U) \frac{d^2 U}{dp^2} \right] \omega = 0 \quad (8)$$

这是一个变系数的二阶常微分方程, 边条件为(2)式.

2. 不稳定波发生的条件

直接求解(8)式有一定的困难. 我们引用 Rayleigh 方法^[4], 令

$$L(\omega) = \frac{d^2 \omega}{dp^2} + \left[\frac{\sigma + (c - U) \frac{d^2 U}{dp^2}}{(c - U)^2} \right] \omega = 0$$

这里假定不在 $c = U$ 的奇点上求解.

考虑积分

$$I = \int_{p_0}^0 [\omega \tilde{L}(\omega) - \tilde{\omega} L(\omega)] dp = 0 \quad (9)$$

$\tilde{\omega}$ 和 $\tilde{L}(\omega)$ 分别为变量 ω 和函数 $L(\omega)$ 的共轭. 其中 ω 和 c 皆用复数表示, 即

$$c = c_r + ic_i, \quad \omega = \omega_r + i\omega_i,$$

对 $L(\omega)$ 和 $\tilde{L}(\omega)$ 分离其实部和虚部, 则有:

$$\begin{cases} L(\omega) = \frac{d^2\omega}{dp^2} + \frac{\omega}{|c_A|^2} \left\{ \left[\sigma(c'^2 - c_i^2) + \frac{d^2U}{dp^2}(c'^3 + c_i^3c') \right] \right. \\ \quad \left. - i \left[(c_ic'^2 + c_i^3) \frac{d^2U}{dp^2} + 2\sigma c_ic' \right] \right\} \\ \tilde{L}(\omega) = \frac{d^2\omega}{dp^2} + \frac{\bar{\omega}}{|c_A|^2} \left\{ \left[\sigma(c'^2 - c_i^2) + \frac{d^2U}{dp^2}(c'^3 + c_i^3c') \right] \right. \\ \quad \left. + i \left[(c_ic'^2 + c_i^3) \frac{d^2U}{dp^2} + 2\sigma c_ic' \right] \right\} \end{cases}$$

其中

$$\begin{cases} c_A \bar{c}_A = (c'^2 - c_i^2) + 2ic_ic' \\ c' = (c_r - U) \end{cases}$$

注意有如下关系:

$$\begin{aligned} c_A \bar{c}_A &= |c_A|^2 & \omega \bar{\omega} &= |\omega|^2 \\ \bar{\omega} \frac{d^2\omega}{dp^2} - \frac{d}{dp} \left(\bar{\omega} \frac{d\omega}{dp} \right) &= - \left| \frac{d\omega}{dp} \right|^2 & \omega \frac{d^2\bar{\omega}}{dp^2} - \frac{d}{dp} \left(\omega \frac{d\bar{\omega}}{dp} \right) &= - \left| \frac{d\omega}{dp} \right|^2 \\ (c - U)(\bar{c} - U) &= c'^2 + c_i^2 = |c - U|^2 \end{aligned}$$

则有

$$\begin{aligned} \omega \tilde{L}(\omega) - \bar{\omega} L(\omega) &= \frac{d}{dp} \left(\omega \frac{d\bar{\omega}}{dp} \right) - \frac{d}{dp} \left(\bar{\omega} \frac{d\omega}{dp} \right) \\ &+ \frac{2i}{|c_A|^2} \left[\frac{d^2U}{dp^2}(c_ic'^2 + c_i^3) + 2\sigma c_ic' \right] |\omega|^2 \end{aligned}$$

对上述表达式在区间 $[0, p_0]$ 内积分, 引入边条件(2), 则积分表达式 I 就有如下关系成立:

$$\begin{aligned} I &= \int_{p_0}^0 [\omega \tilde{L}(\omega) - \bar{\omega} L(\omega)] dp \\ &= 2ic_i \int_{p_0}^0 \frac{|\omega|^2}{|c_A|^2} \left[|c - U|^2 \frac{d^2U}{dp^2} + 2\sigma(c_r - U) \right] dp = 0 \end{aligned}$$

要有不稳定波存在, 即 $c_i \neq 0$, 则要使 $I = 0$ 成立, 就必须使积分号内的方括弧在区间 $[0, p_0]$ 内变号, 即: 在区间 $[0, p_0]$ 内, 存在不稳定波动的条件是在该区间内满足

$$\frac{d^2U}{dp^2} (|c - U|^2) + 2\sigma(c_r - U) = 0$$

亦即

$$\frac{d^2U}{dp^2} = - \frac{2\sigma(c_r - U)}{|c - U|^2} = M \quad (10)$$

Rayleigh 指出可以证明所得出的条件是波动不稳定的充要条件。

由(10)式可见, 重力波不稳定发展的条件不仅决定温度层结, 而且与基本气流的垂直切变有关。当基本气流的风速廓线出现拐点时, 即随高度的分布出现反号时, 有利于波动不稳定发展。

当基本气流不随高度变化时, 这时方程组(1)所导出的重力波速表达式即变为共知的^[5]

$$c = U \pm \sqrt{\frac{\sigma}{r^2}}$$

r 为垂直波数。这时, 对于所有 $\sigma > 0$ 的稳定层结大气, c 皆为实数, 波动是稳定的。但在考虑了基本气流存在垂直切变的情况下, 如果流场存在拐点, 且 $c_r > u$, 即波速较快的情况下, 基本气流的分布只要满足 $\frac{d^2U}{dp^2} < 0$ (急流状结构, 如图 1 所示), 则就可以获得重力波的不稳定解。因此温度层结的作用对于重力波速解固然重要, 环境风场同样也能对重力波的发展起重要作用。

3. 科氏力的作用

如果方程组(1)中引入科氏参数 f 项, 则方程组即变成如下形式:

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x}\right)u + \omega \frac{\partial U}{\partial p} - fv + \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x}\right)v + fu = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x}\right)\frac{\partial \phi}{\partial p} + \sigma\omega = 0 \end{cases} \quad (11)$$

用第二节中的方法适当简化后, 可以得到这类重力惯性波不稳定解的条件为: 在区间 $[0, p_0]$ 中

$$\frac{d^2U}{dp^2} = -\frac{2\sigma(c_r - U)}{(|c - U|^2 + f^2/k^2)} = M \quad (12)$$

成立。表达式(10)或(12)皆为 (U, p) 平面上的抛物线, 由于这里的 M 为负值, 抛物线向着 $(-U)$ 轴的方向开口。 M 的绝对值越大, 抛物线开口越小。对于中间尺度系统来说, f^2/k^2 约为 $10^4 \text{米}^2/\text{秒}^2$ 左右, 与速度平方同量级。在这里, 则有:

$$\left| \frac{2\sigma(c_r - U)}{|c - U|^2 + f^2/k^2} \right| < \left| \frac{2\sigma(c_r - U)}{|c - U|^2} \right|$$

因此考虑了科氏力的作用后, 波的不稳定条件还与纬度及波长有关。这时基本气流风速廓线的抛物线开口将比没有科氏力作用下要大; 如图 1 中 M_1 的情况。这表明当基本气流呈急流状分布, 而在其垂直切变不太强时, 即可以引起重力波的不稳定发展。波长越长, 它的作用就越明显, 它与波长的平方有关。从上式计算看, 对于波长小于 500 公里的波, 这种影响就很小, 可以不予考虑。

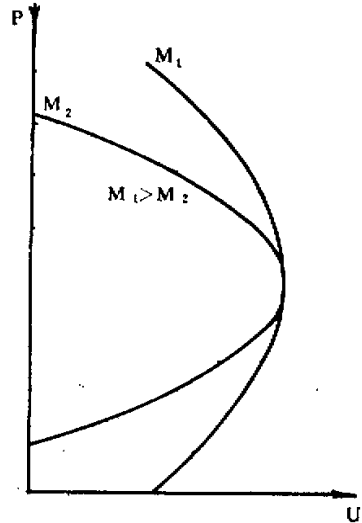


图 1 风速廓线示意图

三、急流中心的高度与重力波的发展

上节解方程的方法给出了重力波不稳定发展的条件, 看出基本气流的急流状结构在波动发展中的重要作用。但是方程还不能直接求出波速的解。我们对方程(8)进行数值

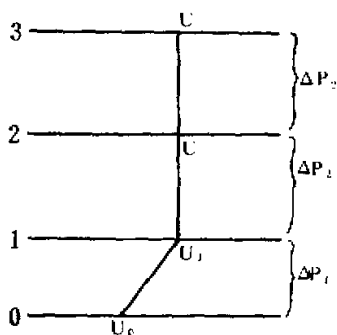


图2 垂直分层示意图

积分, 把大气按图2垂直分层, 为了便于研究问题, 取不等距分层, 即 $\Delta p_1 \neq \Delta p_2$ 。为使方程易于处理, 让基本气流的垂直分布取

$$U_1 = U_2 = U_3 = U \quad (13)$$

即在1层出现风速的极大值。把(8)式写到(1)、(2)层上, 并应用边界条件(2), 则有:

$$\begin{cases} \frac{2}{\Delta p_1 \Delta p_2 (\Delta p_1 + \Delta p_2)} [-\omega_1 (\Delta p_1 + \Delta p_2) \\ + \omega_2 \Delta p_1] + \frac{\sigma + M_1 (c - U)}{(c - U)^2} \omega_1 = 0 \\ \frac{\omega_1 - 2\omega_2}{(\Delta p_2)^2} + \left[\frac{\sigma + M_2 (c - U)}{(c - U)^2} \right] \omega_2 = 0 \end{cases}$$

其中 $M_1 = \left(\frac{d^2 U}{dp^2} \right)_1$ 为给定的值。按(13)式, 则有:

$$M_1 = \left(\frac{d^2 U}{dp^2} \right)_1 = M \quad M_2 = 0$$

可以从这组代数方程组中求出 c 的特征方程, 展开后得到关于 $c_1 = c - U$ 的四次代数方程组

$$c_1^4 + p_1 c_1^3 + p_2 c_1^2 + p_3 c_1 + p_4 = 0 \quad (14)$$

其中系数:

$$\begin{cases} p_1 = \frac{1}{4\Delta p_2 + 2\Delta p_1} [-2M\Delta p_1 \Delta p_2 (\Delta p_1 + \Delta p_2)] \\ p_2 = \frac{1}{4\Delta p_2 + 2\Delta p_1} [-2\sigma \Delta p_2 (\Delta p_1 + \Delta p_2)^2] \\ p_3 = \frac{1}{4\Delta p_2 + 2\Delta p_1} [\sigma M \Delta p_1 \Delta p_2^2 (\Delta p_1 + \Delta p_2)] \\ p_4 = \frac{1}{4\Delta p_2 + 2\Delta p_1} [\sigma^2 \Delta p_1 \Delta p_2^3 (\Delta p_1 + \Delta p_2)] \end{cases}$$

给定大气的垂直分层, 及地面风速 U_0 值, 就可以算出 M 。根据不同的大气层结和基本气流的垂直分布, 求出系数 p_i , 从而解出方程的四个根。当基本风场不出现垂直切变时, 即 $M = 0$, 并假定 $\Delta p_1 = \Delta p_2 = \Delta p$, 则方程演化成:

$$c_1^4 - \frac{4}{3} \sigma \Delta p^2 c_1^2 + \frac{1}{3} \sigma^2 \Delta p^4 = 0$$

很快就可解得关于 c_1 的四个根为:

$$\pm \sqrt{\sigma \Delta p^2}, \quad \pm \sqrt{\frac{1}{3} \sigma \Delta p^2},$$

Δp 在这里代表波的垂直尺度, 这就是所熟知的重力波速的表达式。

表 1

编号	Q (米 ² /秒 ² ·毫巴 ²)	M (米/秒·毫巴 ²)	J 中心高度 (毫巴)	J 中心强度 (米/秒)	最大发展率之波速 (米/秒)
1	-1.0×10^{-5}	-1.52×10^{-3}	950	20	$-0.12 \pm 10.68i$
2	-1.0×10^{-5}	-7.27×10^{-4}	900	20	$-0.24 \pm 10.17i$
3	-1.0×10^{-5}	-4.64×10^{-4}	850	20	$-0.37 \pm 9.63i$
4	-1.0×10^{-5}	-3.33×10^{-4}	800	20	$-0.50 \pm 9.05i$
5	-1.0×10^{-5}	-1.80×10^{-4}	666	20	$-0.73 \pm 7.22i$
6	-1.0×10^{-5}	-7.27×10^{-4}	666	80	$-0.17 \pm 7.44i$

当 $M \approx 0$ 时, 其解即与 M 的值有关。表 1 给出在不同参数条件下特征方程(14)的四个根中最大的一对复根, 并运用不等距垂直差分, 变动 Δp_1 和 Δp_2 的值, 把急流轴置于不同的高度上, 以观察对重力波发展的影响。取静力稳定度 $\sigma = -1.0 \times 10^{-3}$ 米²/秒²·毫巴², 这是接近中性的极弱的不稳定。给定急流轴上的风速值为 20 米/秒。按照急流轴高度分别位于 950、900、850、800 及 666 毫巴来计算 M 值, 则由表 1 可见, c_r 的值随着急流轴的升高而变小, 急流轴越接近边界层内, 其振幅增长率则越大。令

$$N(t) = \frac{|\omega|}{\omega} = e^{k c_i t} \quad \text{其中} \quad k = \frac{2\pi}{L_x}.$$

绘出表 1 中所示的六个 c_i 值情况下振幅随时间增长率 N (图 3), 这是一组指数曲线, 横坐标 t 的单位为小时, 这里给定扰动水平波长为 500 公里。振幅增长 5 倍所需要的时间, 对急流轴位于 900 毫巴高度者约为 3.5 小时, 对轴位于 850 毫巴者则为 4 小时, 急流轴在 666 毫巴时则为 5 个小时。可见, 对中尺度扰动而言, 当背景风场的急流轴高度越低, 不稳定发展速率就越快。

对比表 1 中第 2 和第 6 行, 两种情况的 M 值相同, 但如果把风场拐点放在 666 毫巴, 则相当的急流最大风速要比在 900 毫巴的扩大 4 倍, 且其发展速率比放在 900 毫巴的要小得多。由此可见急流中心的高度对于内重力波发展的作用也是很大的, 同样的风速切变, 其轴的高度越低则越易发展。

从表 1 还发现, 所有发展的重力波, 其表征波动移速的波速实数部分皆为负值, 即 $c' = c_r - U < 0$, 且值很小, 即波的移速大致与基本气流风速接近而略小于风速。事实上波速较小甚至停滞的重力波是易于在局地发

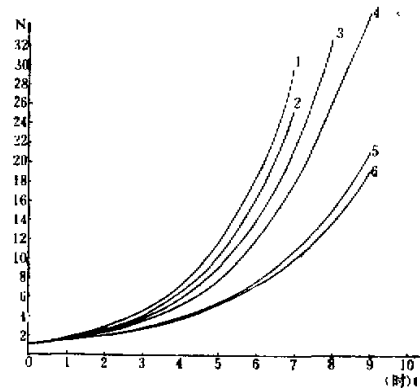


图 3 急流不同高度时振幅的增长率
急流高度分别位于: 1: 950mb, 2: 900mb,
3: 850mb 4: 800mb. 5: 666mb 6: 表 1
中之(6)

展的。从(10)或(12)式看,当层结不稳定($\sigma < 0$)时,若 $c_r = U < 0$,波动不稳定发展的条件是满足 $\frac{d^2 U}{dp^2} < 0$ 的。这与本节计算的结果是完全一致的。

关于环境风场与对流活动的关系,一般认为垂直风速切变不利于对流活动的发展。有些天气学工作者也认为风速向上增长的背景风场是不利于暴雨发生的。但是近年来大量观测事实表明,许多暴雨个例中有较强的风速切变——尤其是低层风速切变。低空急流的存在是暴雨发生极为有利的条件。可见某种特定的风速廓线是有利于中尺度扰动发展的。

五十年代人们在讨论长波的斜压不稳定时,曾经给出风速垂直切变大小与不稳定临界波长的关系。尽管这些讨论的共同结论是切变值越大,不稳定波的区域也越大,但是这些不稳定区波长却皆属长波范畴。对于短波区,如波长小于2—3公里时,不管风速切变值多大,扰动都是稳定的。这个差异是由于所研究的方程组只适宜于长波系统,它抑制了短波发展的可能性。郭晓岚^[6]在讨论水平风切变对扰动发展影响时指出:风速廓线中拐点的存在将使扰动场得到能量而发展,相反,扰动则失去能量。本文从垂直切变的角指出风场垂直拐点的重要性,得到类似的结果。Spar^[7]曾考虑了不同风速廓线对稳定度的影响,他指出背景风分布越接近急流状,其不稳定区越大。这个结论也是与本文一致的。

四、观测事实

前已指出,低层风场中经常出现很强的风速脉动,它与气压场和温度场的扰动相一致,并经常导致对流活动的激烈发展和雨团的发生,这应是重力波不稳定发展的一种表现。这里选取泰山站风的记录来研究这个问题。泰山站海拔1536.5米,1979年6月,该

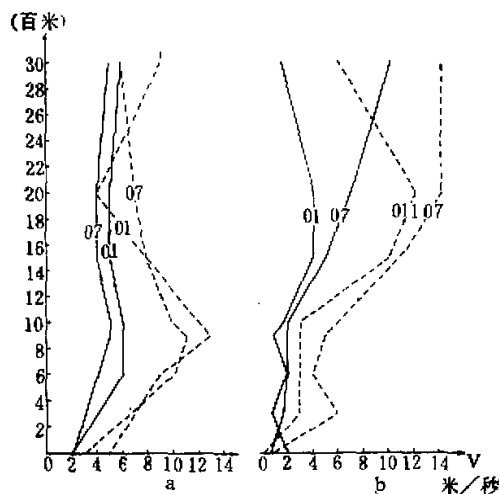


图4 风速月平均廓线(实线)与有强脉动时平均风廓线(虚线)之比
(a) 1979年6月济南站 (b) 1977年5月长沙站

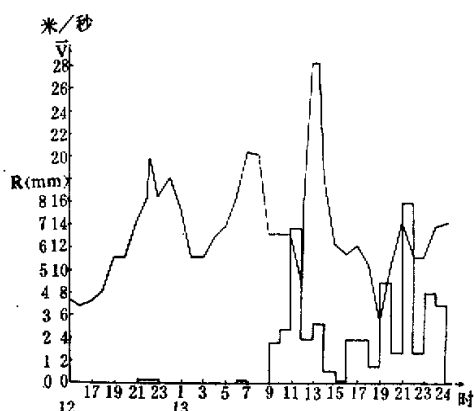


图5 衡山站1977年5月12—13日每小时风(实线)与降水(方框线)曲线。

站风场呈现明显风速脉动的时间为6月5、6、12、13、14、24和25日。利用济南站风的探空资料作出这七天各层风向量平均风廓线进行比较(见图4a),可以看出在2000米以下的边界层附近,月平均风速廓线是比较直的,随高度变化极小,风速也很小;但是在有扰动发展的七天中,不论01时或07时风速切变都十分明显,边界层内有显著的急流状结构,急流轴心高度约在1000米左右,平均切变值达到 $8 \times 10^{-3}/\text{秒}$ 。按照上两节的理论分析,这种边界层中风速的垂直结构有利于重力波的不稳定发展。在有风速脉动的七天中都对应应有强降雨团发生。图4b是1977年5月长沙月平均风速廓线和该月衡山站9次强风速脉动期长沙的平均风廓线。同济南的情况类似3000米以下月平均风很小,随高度变化也不大,而有脉动日的平均廓线则有明显的低层急流状结构。从1000米以上风速向上激增,最大平均达14米/秒,位于2000米高度。图5是衡山站该年5月12—13日的风速变化和衡山与长沙的降水曲线。在这段时期内,风的脉动极强,最大值达28米/秒,13日11至12时从9米/秒猛增至28米/秒,以后又迅速减至12米/秒以下。从图中看,三次强的脉动后有两处伴有强烈的降水,无疑是重力波发展的一个结果。这些事实证实了上两节的理论分析的结果,即低层基本流场中风的急流状结构是重力波不稳定发展的重要条件,而其轴越低,波就越容易发展。

五、讨 论

1. 不少学者研究了基本流场对于对流活动发展的作用,认为基本气流中风速向上增加不利于对流活动的垂直发展,因此把垂直切变小作为暴雨发生的一个条件。就整个气柱而言,这个看法无疑有一定道理,且与一些观测事实接近。但是本文以重力波不稳定条件出发,指出当基本风场廓线存在拐点,且风速呈急流状结构时,则有利于重力波不稳定。尤其对于波速较慢的重力波系统更是如此。

2. 基本风场中的急流中心高度越低,重力波则越易获得不稳定发展,这是与观测事实一致的。在对流活动旺盛区,常伴有低空急流。它具有极强的动力与热力不稳定性,是中

尺度系统发展的有利因素。近年来人们注意到边界层中系统发展的最佳尺度为中尺度,这就印证了本文的结论,也能很好地解释边界层附近低空急流对暴雨发生的动力作用。

3. 在温度层结 $\sigma > 0$ 的情况下,对于某种快波只要环境场的风速廓线分布满足特定的结构,就有可能获得波动的不稳定解。因此层结的因素对于内重力波的发展不是唯一的。风场结构极大地影响着不稳定发生的条件。事实上在对流旺盛区附近,其层结经常处于弱的稳定或不稳定之中,而并不与强的对流不稳定区相合。

4. 从表 1 看出,在不稳定重力波条件下, c_r 都为负值,且接近于零。这表明,相对于基本气流,当波动基本上处于停滞状态是有利于系统的发展的。

5. 本文只讨论了基本风场存在垂直切变的情况,对于由低空急流引起的水平风速切变对不稳定波发展的作用,李麦村^[8]有过讨论。如何综合考虑水平切变和垂直切变对于重力波发展的影响,是今后需要研究的。

参 考 文 献

- [1] 孙淑清, 关于低空急流对暴雨触发作用的一种机制, 气象, 1979 年第 4 期。
- [2] 孙淑清、翟国庆, 低空急流的不稳定性及其对暴雨的触发作用, 大气科学, Vol. 4, No. 4, 1980。
- [3] Gambo, K., The characteristic feature of medium-scale disturbances in the atmosphere (I), *J. Met. Soc. Japan*, Vol. 48, No. 3, 1970。
- [4] Meksyn, D., New methods in laminar boundary-layer theory, Pergamon press, 206—209, 1961。
- [5] Holton, J. R., 动力气象学引论(中国人民解放军空军气象学院训练部译), 科学出版社, 1980。
- [6] Kuo, H-L, On the production of mean zonal currents in the atmosphere by large disturbances, *Tellus*, Vol. 5, No. 4, 475—493, 1953。
- [7] Spar, J., A note on the stability of baroclinic waves, *Journal of Meteorology*, Vol. 14, No. 2, 136—140, 1957。
- [8] 李麦村, 大气中槽线形成的非线性过程与 KDV 方程, 中国科学, 341—350, 1981。

THE EFFECT OF LOW LEVEL JET ON THE STABILITY OF GRAVITY WAVES

Sun Shuqing

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

The vertical wind shear in environment is introduced into the equations describing gravity wave and the effect on the instability of gravity waves is discussed. It is shown that the jet stream wind profile is a favourable condition for the unstable development of gravity wave even in the stable stratification. The instability varies with the intensity and the height of jet axis. In the same velocity on the jet axis, the lower the height of axis, the larger the growth rate of amplitude is. Thus, the low level jet seems to be a more favourable environment in producing the unstable waves. These results are compared with the synoptic facts.