

武汉地区“98.7”暴雨过程大气稳定性分析*

安洁 张立凤

(解放军理工大学气象学院,南京 211101)

摘要

文章从环境场的稳定性角度进行研究,取 boussinesq 近似的二维数学模型,从数值模式每小时输出的预报场中提取暴雨过程中的环境场,通过计算函数极小值的方法,求取层结参数及加热率,讨论实际暴雨过程中不稳定的作用。其结果表明,凝结加热对暴雨不稳定的发生发展作用明显。暴雨初期和强盛期的环境场都可以出现动力不稳定,且不稳定扰动传播方向与基本气流有一个斜交角,属于二维平面波的不稳定。“98.7”暴雨的发生发展是热力和动力共同作用的结果。

关键词:暴雨 不稳定 环境场 凝结加热

引言

近年来,稳定性理论在大气科学中占有十分重要的地位,从大气尺度环流的演变,到积云对流的形成,都与不同尺度的扰动稳定性密切相关。研究扰动发展的稳定性问题是研究天气系统发生发展机制的一种重要途径。

总结前人的工作可知,在暴雨稳定性方面,大多是对热力稳定性进行诊断,如陶诗言等^[1]讨论和分析了长江流域梅雨期暴雨的结构和维持的机理指出, β 中尺度系统是引发这次暴雨的直接天气系统,其发生发展和暴雨的突发性主要取决于大尺度背景场和当地的地形条件,其中,对流不稳定能量的释放可能是重要的原因之一。在动力稳定性方面,虽然也有许多工作,但多限于理论研究,如 Bennetts 等^[2]、Hoskins^[3]、张可苏^[4]都研究了对称不稳定,指出对称不稳定扰动可能在组织、启动带状对流中有重要作用,它可能是诸如飑线、冷锋前暖区雨带等与基流平行的带状系统的可能触发机制。张可苏^[5]还研究了横波不稳定,这种不稳定是沿基流传播扰动发展的一种机制。张立凤等^[6]研究发现,扰动的传播方向既不垂直于基流传播,也不沿基流传播,而是沿与基流有一个夹角的方向传播,表现出二维平面波的不稳定。在 α 中尺度波段,它是短波槽发展的一种可能机制。正如陶诗言^[7]指出的:青藏高原西部的短波槽东移发展是发生江南梅雨暴雨的条件之一,所以斜交不稳定也是江南梅雨暴雨的一种触发机制。对于实际暴雨过程中的动力不稳定分析,以往的工作主要是针对 Ri 数及湿位涡的诊断^[8],但是这样的结果仅仅是必要条件

* 国家重点基础研究发展规划项目“我国南方致洪暴雨监测与预测的理论和研究方法研究”(2004CB418300)资助。
2003-11-12 收到,2004-09-15 收到再改稿。

而不是充分条件,因而是不完备的。

本文从实际资料出发,从数值模式每小时输出的预报场中提取暴雨过程中的环境场,分析环境场下的稳定性。暴雨个例选用1998年7月20~22日武汉地区的一次持续性特大暴雨过程。关于这次暴雨过程的背景形势、中尺度结构和发生机制,已有很多研究成果^[9~12],但大多数用的是诊断分析或数值模拟的方法,真正从动力学角度,特别是从环境场的稳定性角度进行的工作还不多。

1 模式简介

对于研究暴雨这类中尺度系统,资料的时空分辨率越高越好,为了弥补实际观测资料的不足,本文运用了一个有限区域的 τ_1 模式每小时输出结果替代观测资料,关于 τ_1 模式的详细介绍参见文献^[13]、^[14],模式的初始场为每日00:00 UTC(下同)常规站点资料,积分24 h,每小时输出1次计算结果。

关于此次过程的模式模拟结果的检验在文献^[15]中已做了讨论,其结果是,模拟出系统的位置与实况非常接近,但强度偏弱。模式对西南低涡(29°N,107°E)的位置模拟得很好。

表1给出了模式输出的武汉站逐时降雨量,从中可看出,20日19:00以前本站无降水,20:00暴雨临近,开始有微弱降水,到21日00:00暴雨最强,03:00以后暴雨迅速减弱转入消亡期。

从模拟结果看,这次暴雨过程可分为暴雨初期(20日20:00)、暴雨强盛期(21日00:00)、暴雨消亡期(21日04:00)三个阶段。暴雨过程中的不同阶段必然有不同的环境场,在这些不同的环境场中扰动是否发展,直接关系到暴雨发生的机制问题。下面就讨论暴雨不同阶段环境场的稳定性问题。

2 数学模型

采用线性化、无粘、非绝热的 Boussinesq 方程组^[16],假定扰动在 y 方向是均匀的基流速度 U 仅为高度 z 的线性函数,其方向与扰动传播方向(x 方向)有一个夹角 α ,即有: $u = U \cos \alpha$, $v = U \sin \alpha$ 。

线性化和引入流函数后有方程组如下:

表1 20~21日武汉站逐时降雨量

时次	逐时降雨量(mm/h)
20日17:00~18:00	0.000
18:00~19:00	0.000
19:00~20:00	0.013
20:00~21:00	0.027
21:00~22:00	0.167
22:00~23:00	0.640
23:00~24:00	7.126
21日00:00~01:00	11.796
01:00~02:00	9.547
02:00~03:00	5.254
03:00~04:00	1.809
04:00~05:00	0.456

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \bar{v} + f \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} - \frac{d\bar{v}}{dz} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x} = 0 \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \bar{\theta} + f \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} \frac{d\bar{v}}{dz} - f\bar{v} \frac{d\bar{u}}{dz} - N^2 \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x} = Q \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \bar{\phi} - f \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} = 0 \end{cases} \quad (1)$$

其中, $\bar{u} = \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z}$, $\bar{w} = -\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x}$, $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 。

层结稳定度 $N^2 = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$, 取为常数, 位温 θ_0 为常数。

设波动解后并考虑上下刚壁边界条件,

$$\bar{\phi}_{z=0} = \bar{\phi}_{z=H} = 0 \quad (2)$$

则可将该小扰动的不稳定问题转化为复变系数常微分方程组的特征值问题进行数值计算。其中, 取垂直方向的高度为 $H=10$ km, 且将其分为 20 层(层间距 $\Delta z=0.5$ km)。

3 基本物理量场的提取

从数学模型可以看出, 研究线性系统中的动力学问题, 首先需要将基本场作为已知量, 然后讨论扰动的发展, 为揭示暴雨过程中的稳定性问题, 必须先从实际暴雨过程中提取地面 ($z=0$) 风速、垂直风切变 \bar{U}_z 、层结稳定度 N^2 及加热率 Q 。这就涉及到如何从实际资料中提取基本场的问题。从实际资料中提取出的基本场必须满足两个条件: 一是控制方程组; 二是与实际资料越接近越好。本文采用求取函数极小值的方法来提取基本场^[17]。用该方法提取的基本场既满足以上方程组, 同时又与实测场之差的模的平方在垂直方向上取平均后达到最小。这里特别要说明的是, 在某一固定的时刻, 物理量只是空间的函数, 在此时提取的基本场也是满足基本方程的空间函数, 所以, 在准静态近似的前提下讨论此基本场稳定性, 可以了解在暴雨不同阶段不稳定的作用。

3.1 基本场 \bar{U} 、 $\bar{\theta}$ 的提取

由于基流必须满足方程组(1), 故该基流必须随高度作线性变化, 又考虑到基本场必须满足热成风关系, 因此当假设基流速度 \bar{U} 仅为 z 的函数时, $\bar{\theta}$ 必为 x, y, z 的函数, 即

$$\bar{U}(z) = U_0 + U_1 z \quad (3)$$

$$\bar{\theta}(x, y, z) = \theta_1 x + \theta_2 y + \theta_3 z + \theta_4 \quad (4)$$

其中, $U_0, U_1, \theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4$ 均为常数, 且

$$\begin{cases} \theta_1 = \frac{fU_1 \sin \alpha_0}{\frac{g}{\theta_0}} \\ \theta_2 = -\frac{fU_1 \cos \alpha_0}{\frac{g}{\theta_0}} \end{cases} \quad (5)$$

其中, α_0 为基流与 x 轴的夹角,

$$\bar{u} = \bar{U} \cos \alpha_0, \bar{v} = \bar{U} \sin \alpha_0 \quad (7)$$

从而转换为求一个带有约束条件的函数极值问题。

$$F_1[U_0, U_1] = \frac{1}{2} \int_0^H [(u - \bar{u})^2 + (v - \bar{v})^2] dz = \min! \quad (8)$$

$$F_2[\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4] = \frac{1}{2} \int_0^H (\theta - \bar{\theta})^2 dz = \min! \quad (9)$$

$$\theta_1 = \frac{\theta_0}{g} \cdot fU_1 \sin \alpha_0 \quad (10)$$

$$\theta_2 = -\frac{\theta_0}{g} \cdot fU_1 \cos \alpha_0 \quad (11)$$

从而可以求出

$$\alpha_0 = \operatorname{tg}^{-1} \left| \frac{\int_0^H (U \sin \alpha) dz}{\int_0^H (U \cos \alpha) dz} \right| \quad (12)$$

$$U_0 = \frac{4 \int_0^H U \cos(\alpha - \alpha_0) dz - 6 \int_0^H U \cos(\alpha - \alpha_0) z \cdot dz}{H^2} \quad (13)$$

$$U_1 = \frac{12 \int_0^H U \cos(\alpha - \alpha_0) z \cdot dz - 6 \int_0^H U \cos(\alpha - \alpha_0) dz}{H^3} \quad (14)$$

$$\theta_3 = \frac{12 \int_0^H \theta z \cdot dz - 6 \int_0^H \theta \cdot dz}{H^3} \quad (15)$$

$$N^2 = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{g}{\theta_0} \theta_3 \quad (16)$$

选择 z 坐标, 垂直方向分为 20 层, 将标准等压面上的模式输出资料用三次样条内插法插值到等 z 面上, 将公式(12)、(13)、(14)、(15)离散化, 计算求得 U_0 , U_1 , N^2 , 然后代入数学模型计算分析。

利用模式的逐时输出资料和上述计算方法提取基流及层结参数见表 2。从 20 日 16:00 到 21 日 05:00, 层结参数 N^2 相对稳定, 均为 $1.4 \times 10^{-4} \text{s}^{-2}$ 左右, 垂直风切变总体

表 2 20~21 日各时次参数计算结果

时次	$\alpha_0/(\circ)$	$U_0/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	$U_1/(10^{-4}\text{s}^{-1})$	$N^2/(10^{-4}\text{s}^{-2})$
20 日 16:00	7.0	0.0	10.6	1.46
17:00	9.4	0.5	9.0	1.44
18:00	14.0	2.0	6.9	1.45
19:00	14.2	2.8	5.96	1.47
20:00	15.6	3.21	5.74	1.45
21:00	17.0	3.35	6.07	1.43
22:00	20.3	3.38	6.33	1.43
23:00	20.0	2.33	8.9	1.41
21 日 00:00	19.2	1.93	10.0	1.40
01:00	21.9	2.13	9.4	1.41
02:00	23.0	2.43	8.63	1.42
03:00	23.0	2.6	8.07	1.44
04:00	20.6	3.05	6.92	1.45
05:00	19.6	3.48	5.87	1.45

较小,暴雨前随着暴雨的临近减小,暴雨初期再增大,暴雨最强时达最大,以后随暴雨的减弱又趋于减小。

3.2 垂直加热分布函数的提取

大量的观测研究和数值试验都表明,凝结加热对中尺度系统不稳定的激发十分重要,对其发展也有很大影响。特别是在暴雨的发生发展过程中,强烈的上升运动造成大的凝结潜热释放,凝结潜热释放又反过来作用于系统,使其进一步发展。因而,在对暴雨的研究中,凝结加热是个不容忽视的因子。这里凝结加热采用 Emanuel 的 Wave-CISK 参数化方法^[18],即不直接输出凝结加热量,而是计算凝结加热廓线,具体方案为:

$$\dot{Q} = -N^2 Q_0 G(z) \left| \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|_{z=z_0} \quad (17)$$

其中, Q_0 为加热振幅,取为常数,它反映了凝结加热反馈的程度,在积云对流加热情形下,粗略的与大范围积雨云的稳定性有关; $-\left. \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|_{z=z_0}$ 是 $z = z_0$ 处的垂直速度, z_0 为边界层顶高度,本文取为 1.5 km 处。

$G(z)$ 为垂直加热分布函数为无量纲量,以往研究中关于垂直加热分布函数总是取一些典型值计算。而考虑到不同的暴雨阶段垂直加热分布各不相同,本文通过水汽守恒方程,计算视水汽汇,得到暴雨过程中积云凝结加热垂直分布函数^[19],为积云参数化提供依据。

视水汽汇 Q_1 可表示为

$$Q_1 = -L_c \left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{\mathbf{V}} \cdot \nabla \bar{q} + \bar{\omega} \frac{\partial \bar{q}}{\partial p} \right) = Q_T + Q_H + Q_W \quad (18)$$

其中,“—”代表区域尺度平均, Q_T 代表局地变化项, Q_H 代表水平平流项, Q_W 代表垂直平流项。将模式输出的相关数据代入式(18)计算即可得到加热量。

图 1 给出了武汉站上空加热率随高度的分布,可以看出,在暴雨前(20 日 19:00 以前),由于局地变化项 Q_T 起主导作用,加热极弱,加之整层的下沉气流,因而出现了整层的加热负值区,只在贴地面层有微弱的正加热。暴雨初期(20 日 20:00),出现上升气流,垂直平流项 Q_W 迅速增大,成为主要作用项,此时,低层加热明显,最大值在 4000 m 高度,高层有明显的负加热区。暴雨强盛期(21 日 00:00),加热最强,整层几乎为正,只在对流层顶和近地面层有微弱的负加热。暴雨消亡期(21 日 01:00 以后), Q_1 各分量项大大减小,加热也迅速减小,低层出现明显的负加热,高层的正加热迅速弱。

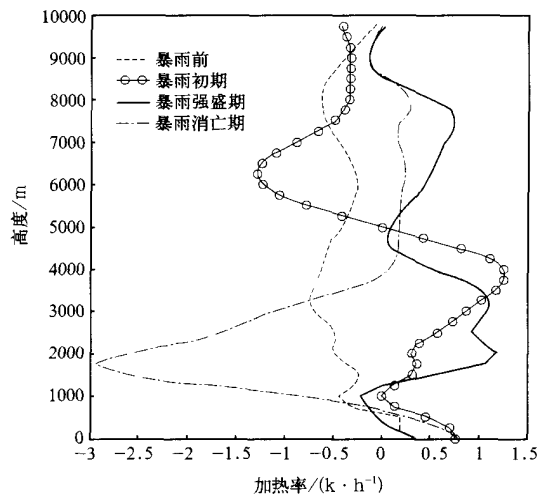


图 1 20~21 日暴雨不同阶段的加热率廓线

丁一汇等^[20]指出,在少雨或无雨阶段,可能出现加热的负值区,这意味着大气是冷却的,变成热汇项。而考虑到 Wave-CISK 参数化方案中垂直加热分布函数不能为负,否则会出现下沉时非绝热加热的不合理现象。因此,这里按以下原则提取垂直加热分布函数,对于暴雨前和暴雨消亡期,除了近地面层和对流层顶附近有微弱的正加热以外,几乎为整层的负加热的大值区,因此可以假设这两个阶段无凝结加热作用。而对于暴雨初期和暴雨强盛期,则不能忽略凝结加热的作用。分别将实际加热廓线中负值区取为零,保留正值加热与实际加热一致,然后将其归一化,即可得到对应于 Wave-CISK 参数化方案中的垂直加热分布函数 $G(z)$ 。图 2 给出了暴雨初期和暴雨强盛期的垂直加热分布函数,由图 2 可以看出,暴雨初期,下层加热明显,而暴雨强盛期垂直加热分布则出现了双峰结构。

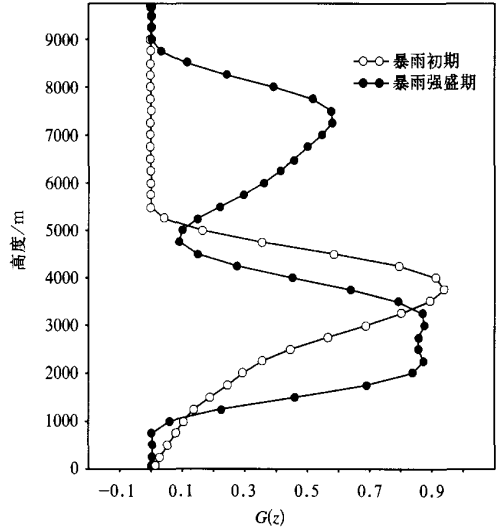


图 2 不同阶段的垂直加热分布函数

4 稳定性分析

4.1 无加热的情况

由表 2 可以看出,整个暴雨过程中,垂直风切变较小,相对而言,暴雨强盛期(21 日 00:00)的垂直风切变最大,为 $1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$,风场与 x 轴的交角为 19.2° 。若不考虑凝结加热的作用,计算结果表明,只在暴雨强盛期的环境场有微弱的不稳定,图 3 给出了此时不稳定增长率随波长的分布,可以看到,不稳定增长率随波长的增大成二次曲线分布,大值中心在 240 km 附近,向两侧减小。

4.2 有加热的情况

考虑了凝结加热后,不稳定出现的特点与无加热的情况大不相同。

暴雨初期(20 日 20:00),开始有微弱的降水产生(0.013 mm/h),由图 2 中的垂直加热分布函数可以看出,5000 m

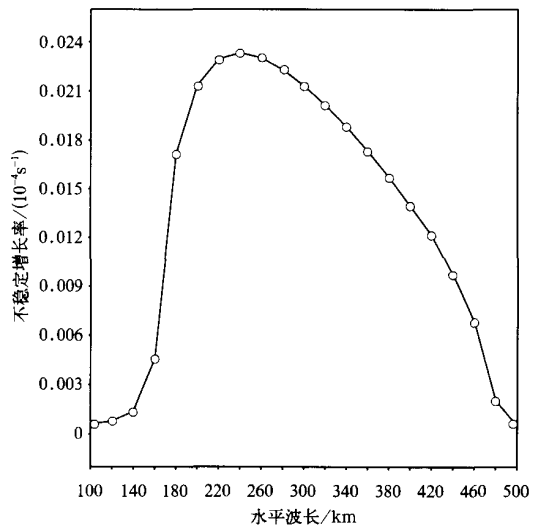


图 3 暴雨强盛期不考虑凝结加热时的不稳定增长率随波长的分布($\alpha=19.2^\circ$)

以下加热显著,大值中心在 4000 m 左右。而此时计算出的基流风向为 $\alpha = 15.6^\circ$,垂直风切变为 $5.74 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$,这种环境场的配置非常有利于不稳定的发展。计算了此时环境场的不稳定增长率分布见图 4a。由图可知,在 β 中尺度范围内有较强的不稳定出现,且随着波长的减小迅速增大。图 4b 是此时不稳定增长率随波长和角度的分布,由图进一步可知,在同一波长尺度处, 90° 和 270° 处增长率较小,其它角度处基本相同,即此时的对称性扰动的不稳定增长率最小,最容易发展的是二维平面波的不稳定。

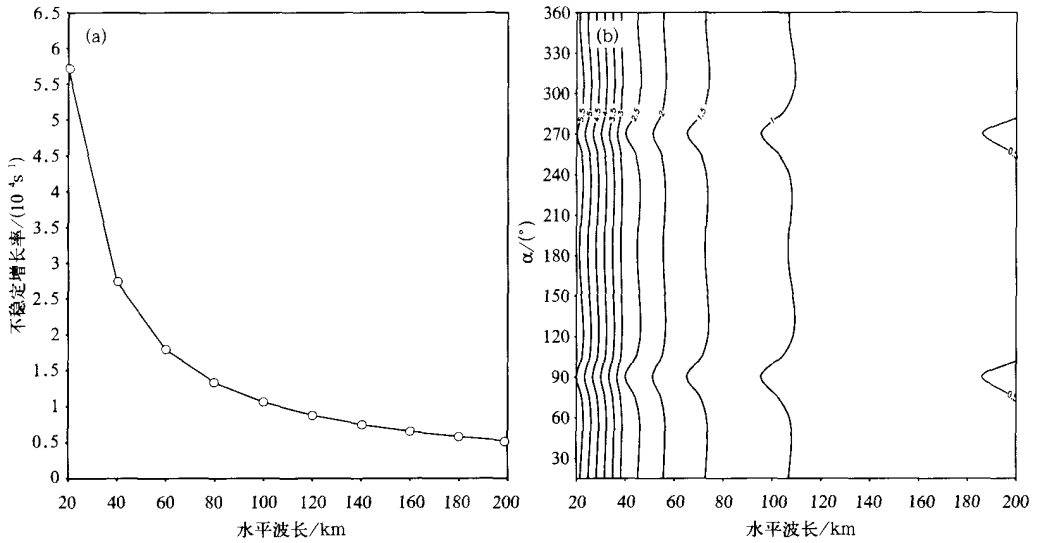


图 4 (a) 暴雨初期考虑凝结加热时不稳定增长率随波长的分布($\alpha = 15.6^\circ$),
(b) 暴雨初期考虑凝结加热时不稳定增长率随波长和角度的分布(单位: 10^{-4}s^{-1})

暴雨强盛时期(21 日 00:00),降水达到 11.796 mm/h,凝结加热最强(见图 2),整层均为正加热,且垂直方向上出现双峰结构,低层加热最强。此时的实际风向为 19.2° ,垂直风切变也最大,为 $1 \times 10^{-3} \text{s}^{-1}$ 。同样计算了此时的不稳定增长率,结果见图 5。由图可见,不稳定增长率随着波长的减小迅速增大,即凝结加热振幅对较小尺度扰动的影响较大。在 β 中尺度范围内分析不稳定增长率随波长和角度的变化(图略),可见对于固定角度,波长越小,增长率越大。对于同一波长,仍是 90° 和 270° 处增长率较小,与图 4b 不同的是最不稳定性对角度的选择性更明显,这正体现了垂直风切变的作用。

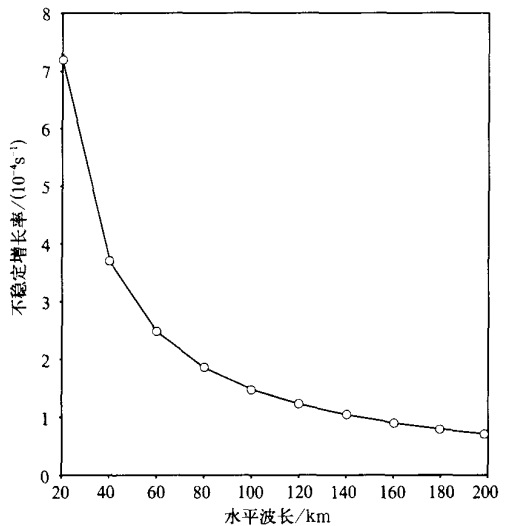


图 5 暴雨强盛期考虑凝结加热时不稳定增长率的分布($\alpha = 19.2^\circ$)

综上所述可知,在这次暴雨中,基本场的动力不稳定是一种触发机制,而凝结加热对不稳定的激发起了关键作用。当考虑了凝结加热反馈的作用后,大大放宽了不稳定出现的条件。相比而言,在暴雨强盛期的不稳定增长率最大。由于不稳定扰动的传播方向与基本气流有一个斜交角,故这个不稳定既不是人们所熟知的对称不稳定,也不是横波不稳定,而是属于二维平面波的不稳定,即形态学上的斜交不稳定。所以整个暴雨过程的发生发展应是热力、动力共同作用的结果。

5 结 语

为揭示稳定性在暴雨发生发展过程中的作用,本文对“98.7”暴雨个例过程中环境场的稳定性做了分析,得到如下结论:

(1) 凝结加热对暴雨不稳定的发生发展作用明显。不考虑加热时,环境场几乎没有不稳定,考虑了凝结加热后,大大放宽了不稳定出现的条件。暴雨强盛期凝结加热最强,其环境场的不稳定亦最强。

(2) 暴雨初期和强盛期的环境场都可以出现不稳定,且不稳定扰动传播方向与基本气流有一个斜交角,是属于二维平面波的不稳定。

(3) 暴雨的发生发展是热力、动力共同作用的结果。暴雨一旦发生,上升运动造成凝结潜热释放,从而激动力不稳定发展,动力不稳定又为暴雨的进一步发展提供了能量。

当然,暴雨的发生发展过程是一个极其复杂的物理过程,不可能只依赖于某一种机制。本文只是从稳定性的角度分析了这次暴雨过程中环境场的性质,从而提出了这次暴雨发生发展的一种可能的物理机制。

参 考 文 献

- 1 陶诗言,倪允琪,赵思雄,等主编.1998 夏季中国暴雨的形成机理与预报研究.北京:气象出版社,2001.1~184.
- 2 Bennetts D A, Hoskins B J. Conditional symmetric instability—a possible explanation for front rainbands. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1979, **105**:945~962.
- 3 Hoskins B J. The role of potential vorticity in symmetric stability and instability. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1974, **100**:480~482.
- 4 张可苏.斜压气流的中尺度稳定性, I:对称不稳定.气象学报, 1988, **46**(2):258~266.
- 5 张可苏.斜压气流的中尺度稳定性, II:横波不稳定.气象学报, 1988, **46**(3):385~392.
- 6 张立凤,王丽琼,张铭.垂直切变基流中非地转涡旋波的不稳定.大气科学, 2001, **25**(3):391~400.
- 7 陶诗言.中国之暴雨.北京:科学出版社,1980.1~225
- 8 李耀辉,寿绍文.一次江淮暴雨的 MPV 及对称不稳定研究.气象学报, 1962, **20**(2):171~178.
- 9 张小玲,陶诗言,张庆云.1998 年梅雨锋的动力热力结构分析.应用气象学报, 2002, **13**(3):257~268.
- 10 贝耐芳.“98.7”突发强暴雨中尺度系统的诊断与模拟研究.[博士学位论文].北京:中国科学院大气物理研究所, 2000.
- 11 陶诗言,张庆云,张顺利.1998 年长江流域洪涝灾害的气候背景和大尺度环流条件.气候与环境研究, 1998, **3**(4):290~299.
- 12 薛秋芳,任传森,陶诗言.1998 年长江流域洪涝的成因分析.应用气象学报, 2001, **12**(2):246~250.

- 13 宇如聪. 陡峭地形有限区域数值预报模式的设计. *大气科学*, 1989, 13(2): 139 ~ 149.
- 14 宇如聪. 一个 η 坐标有限区域数值预报模式对 1993 年中国汛期降水的实时预报试验. *大气科学*, 1994, 18(3): 184 ~ 191.
- 15 施连俊. β 中尺度不稳定及梅雨锋暴雨触发机制的数值研究: [硕士学位论文]. 南京: 解放军理工大学气象学院, 2002.
- 16 Zhang Lifeng, Wang Liqiong, Zhang Ming. A Study of instability of ageostrophic vortex wave. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences*, 2001, 25(2): 250 ~ 260.
- 17 黄思训, 张铭, 安洁. 由实际观测资料中提取基流. *应用气象学报*, 2004, 15(5): 572 ~ 578.
- 18 Emanuel. Inertial instability and mesoscale convective systems. Part II: Symmetric CISK in a baroclinic flow. *J Atmos Sci*, 1982, 39: 1080 ~ 1097.
- 19 程麟生主编. 中尺度大气数值模式和模拟. 北京: 气象出版社, 1994.
- 20 丁一汇, 王笑芳. 1983 年长江中游梅雨期的热源和热汇分析. *热带气象*, 1988, 4(1): 134 ~ 145.

ATMOSPHERIC STABILITY ANALYSIS OF WUHAN RAINSTORM IN JULY 1998

An Jie Zhang Lifeng

(Meteorological College, PLA University of Science and Technology, Nanjing 211101)

Abstract

In terms of the stability of the background field, a 2D Boussinesq approximation model is adopted, and from the prognostic field exported by the model on an hourly basis a background field during the rainstorm is taken, followed by the method for minimum of the function to get a stratification parameter and heating rate, with which to discuss the role of unstable disturbance during the rainfall. Evidence suggests that heat released from condensation exerts distinct effects on the generation and development of rainstorm instability. At the early and prime stages the environmental field exhibits dynamically unstable disturbance that propagates at a small angle with basic flow, i.e., instability of 2D plane wave. The torrential rain occurs under the joint action of the thermal and dynamic factors.

Key words: Rainstorm Instability Background field Condensation heating