

Wave-CISK 与快速增长的对称不稳定

张 颖 张 铭

(中国科学院大气物理研究所大气科学和地球流体力学数值模拟国家重点实验室, 北京 100080)

摘 要 本文应用一准二维的非静力平衡数值模式研究了凝结加热反馈对线性及非线性对称不稳定的影响。数值试验结果表明: 当 $Ri < 1$ 时, 对于一定的加热廓线, Wave-CISK 可以激发出快速增长的线性对称不稳定, 其指数增长率比无加热时增加一倍半, 并产生向暖区的移动, 而加热廓线对对称不稳定的发生发展及结构都有明显的影响。具有凝结加热的非线性对称不稳定在其发展初期与线性情况相同, 当扰动增长到一定强度, 非线性作用增强, 其不稳定增长速度就减慢, 原来对称的环流结构被破坏, 正环流不断减弱, 负环流不断增强。

关键词 数值试验 对称不稳定

1 引言

近几十年来, 由于气象雷达、卫星云图等探测技术的发展和广泛应用, 以及有组织的中尺度探测计划对地面和探空站网的加密, 使人们对强对流系统如雨带和飑线等中尺度结构的认识逐渐加深, 并对其产生的动力学机制也作了不少探讨, 对称不稳定就是其产生、维持和发展的可能机制之一。

关于对称不稳定理论, Stone^[1]最早研究了平面上的对称扰动, Hoskins^[2]、Emanuel^[3]、张可苏^[4]等将其应用于中尺度扰动。目前, 对中尺度扰动对称不稳定理论的研究主要有以下两方面: 一是干大气中的对称不稳定, 但由于其不稳定发生的条件 ($Ri < 1$) 比较苛刻, 在实际大气中, 仅在地面附近小范围内或急流附近才有可能满足, 而且, 即使满足了不稳定条件, 其增长的速度与飑线等线状对流体的生成时间相比还是比较慢的, 因飑线一般在数小时内就能形成。为此, 人们又提出了另一类对称不稳定, 即湿大气的对称不稳定。1982年 Emanuel^[5]提出了 Wave-CISK 来考虑潜热加热作用, 从而将干对称不稳定延伸到条件不稳定大气中, 使对称不稳定在实际大气中更容易发生, 且 Wave-CISK 条件性对称不稳定是传播的。张立凤和张铭^[6]研究了线性情况下 Wave-CISK 与对称不稳定的关系, 沈新勇和张铭^[7]则应用 Green 函数和 Fourier 方法, 求得了该情况下任意加热廓线时对称不稳定的流函数以及频散关系, 且都得到了一些有意义的结果。

本文应用准二维非静力平衡的线性和非线性数值模式, 并将凝结加热引入该模式中, 把对称不稳定作为一个初值问题来研究, 主要讨论凝结加热对线性与非线性对称不稳定的发生发展、结构及演变的影响, 结果表明, 在 $Ri < 1$ 时, 凝结加热可激发出快速增长的对称不稳定。

1995-12-11收到, 1996-05-17收到修改稿

2 具有凝结加热反馈的线性对称不稳定

本文采用与文献[8]相同的数值模式,只是在模式中考虑了对流凝结加热的影响,即在热力学方程右端加了非绝热加热项 Q ,并对 Emanuel 的 Wave-CISK 方案^[5]作了以下修正:考虑到非绝热加热仅发生在云中的上升气流中,且在补偿下沉气流中无冷却,故非绝热加热 Q 可表示为

$$Q = \begin{cases} \frac{\theta_0}{g} N^2 Q_0 G(z) W_b, & \text{当 } W_b > 0 \\ 0, & \text{当 } W_b \leq 0 \end{cases} \quad (1)$$

式中 Q_0 为常数,与大范围积雨云的稳定性有关, $G(z)$ 是垂直加热廓线, W_b 为云底的垂直速度。

本节我们忽略非线性平流项的影响,仅研究 Wave-CISK 与线性对称不稳定的关系。

2.1 凝结加热与 $Ri < 1$ 时的对称不稳定

根据张可苏^[4]的研究结果,干大气对称不稳定产生的条件是 $Ri < 1$,当 Ri 数满足上述条件但取值较大时,虽能产生对称不稳定,但其增长率较小。据其计算,当 $Ri = 0.78$ 时,其增长率的量级在 10^{-5} s^{-1} 左右,此时扰动振幅增加一倍的时间在10小时以上,而对于飑线等中 β 尺度系统,往往在数小时甚至更短的时间内就能形成,因此有必要研究凝结加热在 $Ri < 1$ 时对对称不稳定的作用。

试验 A 取 $Ri = 0.27$

根据定义,有

$$Ri = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} / \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2, \quad (2)$$

这里 $\bar{\theta}$ 为环境场的位温,即基本位温场。本试验区的水平宽度和垂直厚度分别为100 km和10 km,初始的流函数场如图1所示,初始的 v' 和 θ' 均为零,基本风的水平和垂直切

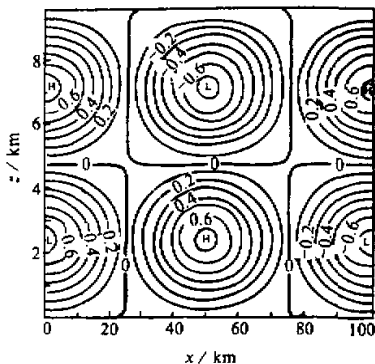


图1 初始的 ψ 场

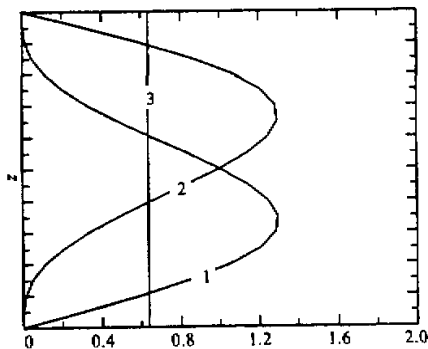


图2 3种不同的加热廓线

变分别为 $\partial\bar{\theta}/\partial x = 0$, $\partial\bar{\theta}/\partial z = 6.5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ 基本位温场的水平和垂直梯度为 $\partial\bar{\theta}/\partial x = 2.0 \times 10^{-5} \text{ K} \cdot \text{m}^{-1}$, $\partial\bar{\theta}/\partial z = 3.5 \times 10^{-4} \text{ K} \cdot \text{m}^{-1}$, 根据(2)式, $Ri = 0.27$, 满足干对称不稳定的产生条件。取垂直加热廓线为

$$G(z) = \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right) + \frac{1}{2} \sin\left(\frac{2\pi z}{H}\right), \quad (3)$$

其中 H 为模式的厚度, 图 2 中的曲线 1 即为该加热廓线, 此时低层加热较大而高层较小, 我们称其为第一种加热廓线, $Q_0 = 1.0$ 。

图 3 为 $Ri = 0.27$ 时平均侧风动能 $(\bar{u}^2 + \bar{w}^2)/2$ 随时间的演变。图中曲线 a 和 c 分别表示线性有加热和无加热时侧风动能的演变情况。由图可见, 加入凝结加热后, 扰动除在 1.5 小时前有些减弱, 此后呈指数迅速增长, 其增长率近似为 $4.8 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, 而无加热时, 扰动在 3.5 小时前呈振荡增长, 3.5 小时后才呈指数增长, 其增长率为 $2.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ 。因此, 加入凝结加热后, 对称不稳定的增长速度增加了 1.5 倍。

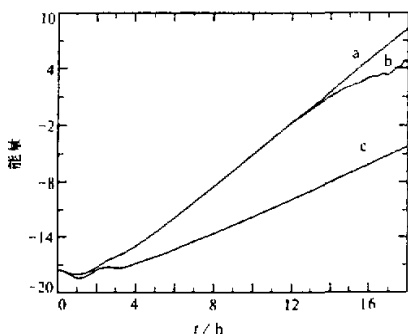


图 3 $Ri = 0.27$ 时平均侧风动能随时间的演变

凝结加热还使扰动的结构发生了变化。当无加热时, 模式积分数小时后就形成了向冷区倾斜的对称环流, 暖空气上升, 冷空气下沉, 环流的较强区位于中下层, 扰动只原地增长, 不移动(图略)。这与张可苏^[4]应用特征值法得到的结果相同。加入凝结加热后, 环流结构发生了变化(图 4a), 其倾斜度减小, 环流的上升支很强, 且范围狭窄, 下沉支较强, 范围较大, 环流较强区位于中下层。此外, 不稳定的扰动还产生了向暖区的移动, 其平均移速为 1.4 m/s 。

2.2 加热廓线与 $Ri < 1$ 时的对称不稳定

试验 B 第二种加热廓线

该试验采用第二种加热廓线, 即

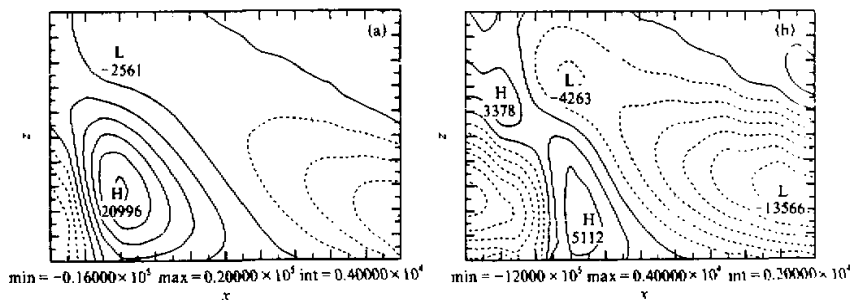


图 4 $Ri = 0.27$ 时模式积分 15 小时的 ψ 场

(a)线性有加热, (b)非线性有加热

$$G(z) = \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right) - \frac{1}{2} \sin\left(\frac{2\pi z}{H}\right), \quad (4)$$

式中 H 为模式的垂直厚度,如图2中曲线2,此种加热廓线低层加热较小,而高层则较大,其他条件均与试验A相同。

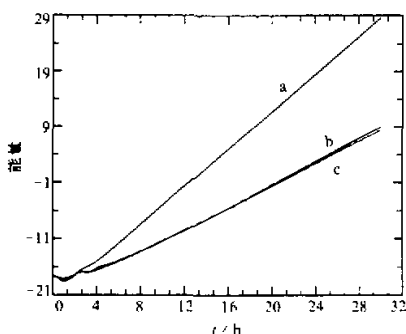


图5 $Ri=0.27$ 取3种不同加热廓线时平均侧风动能随时间的演变

试验C 第三种加热廓线

该试验采用第三种加热廓线,即 $G(z)=2/\pi$,如图2中曲线3,加热在各层均匀,其他条件同试验A。数值积分的结果表明:此种加热廓线平均侧风动能的增长率与试验B基本相同(图5中曲线C),扰动结构与无加热时相同。

通过上述3种不同加热廓线的数值试验可见:对于 $Ri<1$,对流凝结加热反馈对对称不稳定的影响与加热廓线密切相关。以上3种加热廓线在O到H中的平均值均相等,但采用第一种加热廓线,即低层加大大,高层加热小时,对称不稳定呈“爆发性”增长,其增长率比无加热时约快一倍半,而另两种加热廓线对对称不稳定的作用很小。

为什么加热廓线在低层较大时,凝结加热对对称不稳定的影响强呢?我们又做了一个试验,假设非绝热加热项 Q 仅与 $G(z)$ 有关,即在(1)式中取 W_0 为某一常数,此时非绝热加热 Q 仅由加热廓线的垂直分布所决定。数值试验的结果表明:仍是采用第一种加热廓线时不稳定增长的速度最快,且 W_0 增长得也最快(图略),但由于没有考虑 W_0 的反馈作用,因此,此时的增长率没有试验A大。由此可见,由于低层大气的密度比高层大得多,当低层加大大时,低层大气的密度迅速减小,使得地面气压迅速降低,这样就会产生较强的辐合上升运动,从而 W_0 就明显增大; W_0 增大又反过来促使低层加热进一步加大(因加热 Q 与 W_0 成正比), W_0 就会更大,如此的正反馈作用使得对称不稳定的扰动迅速增长,而其他两种加热廓线在低层的加热作用都比第一种小,因此其反馈作用就弱,对对称不稳定的影响就小。

由于本文的控制方程中无水汽方程,采用的参数化方法实际上假定了大气中的水汽足够充足,且不会由于凝结成液态水降落地面引起大气中水汽减少。但在实际大气中发生较大降水时,若无强大的水汽平流来补充水汽,则大气中水汽会减少,这样在发生较

图5为取3种不同加热廓线时,平均侧风动能随时间的演变,其中曲线b为第二种加热廓线的演变情况,扰动在3小时前呈波状增长,此后开始呈指数增长,其增长率近似为 $2.1 \times 10^{-4} s^{-1}$,比第一种加热廓线的增长速度慢一倍多,与无加热时的扰动增长速度基本相同。由此可见,在 $Ri<1$ 情况下,该种加热廓线对不稳定的发展作用不明显,即此时加热反馈的作用与基态对扰动的作用相比很小。因此,其不稳定的结构也与无加热的情况基本相同,只是正负环流中心位置在中高层(图略),这主要是由于加热在高层较强的缘故。

大降水后凝结加热反馈也会减少。因而本文的参数化方法有些夸大了凝结加热的反馈作用。但本文主要是定性讨论凝结加热对对称不稳定的影响,就该点而言, Emanuel 的参数化方案^[5]不失为一种较好的方法。

当 $Ri > 1$ 时, 根据干大气中对称不稳定的发生条件, 在无加热时, 扰动是稳定的, 加入凝结加热后, 扰动可不稳定发展, 并产生向暖区的移动, 其结构与图 4a 基本相同, 只是环流更接近垂直些。有关这方面的情况, 我们已在文献[9]中详细讨论过, 这里不再赘述。

3 具有凝结加热反馈的非线性对称不稳定

本节的试验方程采用考虑非线性平流项的方程组^[8], 所有试验均采用第一种加热廓线。

3.1 $Ri < 1$ 时的非线性对称不稳定

试验 D $Ri = 0.27$ 时的非线性对称不稳定

本试验采用与试验 A 相同的基本状态和初始场。数值积分的结果表明: 扰动在其发展初期与线性情况(试验 A)相同, 平均侧风动能在 12 h 前与线性情况完全重合(图 3 中曲线 b), 而环流的结构也与线性情况完全相同(图略)。在不稳定发展初期, 由于扰动量很小, 非线性作用非常弱, 因此, 可以用线性理论很好地描述对称不稳定的发展和演变。随着不稳定的增长, 扰动的振幅增大, 非线性作用增强, 平均侧风动能的增长速度与线性情况相比减慢, 不稳定的扰动结构也发生变化, 原来的环流结构被破坏, 负环流不断增长, 其范围也不断增大(如图 4b, 非线性模式积分 15 h 的 ψ 场), 正环流不断减弱(与负环流相比), 其范围也不断减小。由此可见, 由于模式中考虑了非线性平流项的作用, 当初始扰动场是由多个波动叠加而成时, 波与基本气流及波与波之间就会发生非线性相互作用。在扰动发展初期, 由于扰动很小, 非线性作用非常弱, 可以忽略; 当扰动增长到一定程度后, 非线性相互作用增强, 并随着扰动增强而增强, 从而导致了不稳定增长速度的减慢和环流结构的变形, 正负环流的增长速度出现了显著的差异, 而这种环流结构也正体现了非线性椭圆余弦波的特征。如果扰动继续发展下去, 正环流就会逐渐消失, 形成以负环流为主的结构, 此时扰动的结构就趋于孤立波的形式。

3.2 $Ri > 1$ 时的非线性对称不稳定

试验 E $Ri = 1.56$ 时的非线性对称不稳定

本试验区的水平范围为 200 km, 水平格距仍为 5 km, 基本风场的水平和垂直切变分别为 $\partial \bar{v} / \partial x = 0$, $\partial \bar{v} / \partial z = 1.95 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$, 基本位温场的水平和垂直梯度为 $\partial \bar{\theta} / \partial x = 5.99 \times 10^{-6} \text{ K} \cdot \text{m}^{-1}$, $\partial \bar{\theta} / \partial z = 1.84 \times 10^{-4} \text{ K} \cdot \text{m}^{-1}$, 此时 $Ri = 1.56$, $Q_0 = 1.2$, 其他条件均同试验 A。模式积分 20 h

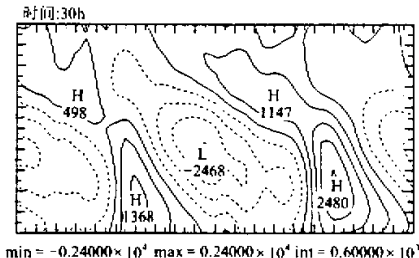


图6 $Ri = 1.54$ 非线性模式积分 30 h 的 ψ 场

前对称不稳定具有线性不稳定的特点,其增长速度与线性情况完全相同(图略),扰动结构也与线性情况相似。20 h 以后随着扰动增强,非线性作用增强,不稳定的增长速度减慢, ψ 的负环流不断增强,范围也不断增大(图 6),正环流范围不断减小,原来正负环流大小和强度对称的结构演变成以负环流为主的环流形式。

4 结 语

通过上述几个试验可以发现,线性对称不稳定其结构为向冷区倾斜的对称环流,加入凝结加热后,可以使基态是不稳定的扰动增长速度增加一倍多,使基态是稳定的扰动不稳定增长,其扰动结构变为窄而强的上升运动,宽而弱的下沉运动,并产生向暖区的移动。而具有凝结加热的非线性对称不稳定,在其发展初期,因扰动尚小,其增长率和环流结构与线性情况相同,但当扰动增长到一定强度时,由于非线性作用的增强,扰动的增长速度减慢,环流结构就发生变形,正环流不断减弱,范围减小,负环流不断增强,范围增大。

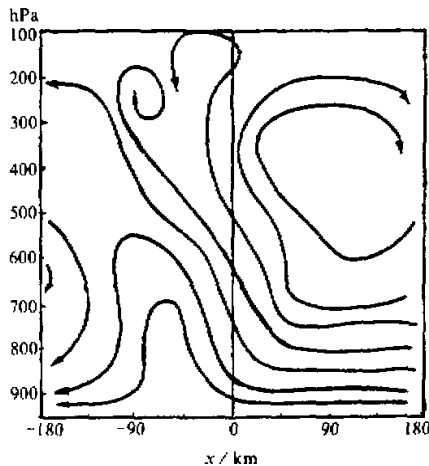


图 7 在横截地线的剖面上由 u, w 决定的流场^[10]

制在中尺度大气动力学中的地位,特别在 $Ri < 1$ 时更是如此。

以上研究表明:当考虑凝结加热后,对称不稳定在实际大气中更容易发生,并产生窄而强的上升运动,宽而弱的下沉运动(图 4a),这种结构与几种主要的锋面雨带如宽冷锋雨带和暖区雨带的结构非常相似。此外,若风切变较大,层结的稳定度又较弱,则 Ri 可以小于 1,此时凝结加热将使对称不稳定扰动出现“爆发性”增长,且当不稳定增长到一定强度时,由于非线性相互作用,最终可产生间断,这也许是飊线形成的机制之一。本文应用非线性模式模拟出的环流结构(图 3b, 图 6)与发生在美国俄克拉何马州的一次飊线内部的平均气流结构(图 7)非常相似^[10]。为此,我们必须重视 Wave-CISK 对称不稳定机

参 考 文 献

- 1 Stone, P.H., 1966, On non-geostrophic baroclinic stability, *J. Atmos. Sci.*, **23**, 390~400.
- 2 Hoskins, B.J., 1974, The role of potential vorticity in symmetric stability and instability, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **100**, 480~482.
- 3 Emanuel, K.A., 1977, Inertial instability and mesoscale convective system, Part I: Linear theory of inertial instability in rotating viscous fluids, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 2425~2449.
- 4 张可苏, 1988, 斜压气流的中尺度稳定性, *气象学报*, **46**, 258~266.
- 5 Emanuel, K.A., 1977, Inertial instability and mesoscale convective system, Part II: Symmetric CISK in a

- baroclinic flow, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1087~1097.
- 6 张立凤、张铭, 1992, Wave-CISK 与对称不稳定, 大气科学, **16**, 669~676.
 - 7 沈新勇、张铭, 1992, 具有凝结加热反馈的对称不稳定的解析研究, 热带气象学报, **8**, 115~124.
 - 8 张颖、张铭, 1995, 线性与非线性对称不稳定的数值试验, 气象学报, **53**, 225~231.
 - 9 张颖、张铭, 1995, 凝结加热对对称不稳定影响的数值研究, 热带气象学报, **11**, 332~341.
 - 10 Ogura and Liou, 1980, The structure of a mid-latitude squall line: a case study, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 553~567.

Wave-CISK and the Fast Growth Symmetric Instability

Zhang Ying and Zhang Ming

(LASG, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract In this paper, a quasi-two-dimensional and nonhydrostatic model was used to study the effect of condensation heating on both the linear and the nonlinear symmetric instability. The results of numerical tests show that when the Richardson number Ri is smaller than 1, Wave-CISK can stimulate the fast growth SI. This symmetric instability propagates toward the warm area, and its growth rate is 1.5 times greater than that with no condensation heating. The development, evolution and structure of symmetric instability are also affected by the vertical distribution of heating. Nonlinear symmetric instability with condensation heating is very similar to the linear symmetric instability in the early period of the perturbations growing. With growth of the perturbations, the nonlinear interaction increases, and the symmetric structures are destroyed. The positive circulation is continuously weakened while the negative one is increased.

Key words numerical experiment symmetric instability