

# 垂直切变基流中非地转涡旋波的不稳定\*

张立凤 王丽琼 张 铭

(解放军理工大学气象学院, 南京 211101)

**摘 要** 利用 Boussinesq 方程研究了扰动传播方向与垂直切变基流有一夹角时的不稳定问题, 即斜交型不稳定问题。当 Richardson 数不大时, 在  $\alpha$  中尺度波段其增长率最大, 此时该斜交型不稳定的性质既不同于重力惯性波的对称不稳定, 也与 Rossby 波的斜压不稳定有差异, 而是非地转涡旋波的不稳定。

**关键词:** 不稳定; 非地转; 垂直切变基流

## 1 引言

各种天气系统的发展、演变及其传播都与大气中波动的稳定性有着密切的关系<sup>[1]</sup>, 为寻找这些天气系统的触发机制, 人们对基流上的小扰动稳定性问题不断进行理论研究, 并得到了许多有意义的结果, 如大气长波槽脊的发展与 Rossby 波的不稳定有密切关系, 而中尺度系统的发展则多与重力惯性波的不稳定有关等等。总结前人的工作可知, 以下两类问题研究得较多。

一类是准地转基流对非地转平行型扰动的稳定性研究, 即通常人们所说的对称不稳定。最早研究对称不稳定是为了解释行星环流中的大尺度对流<sup>[2]</sup>, 此后, Ooyama<sup>[3]</sup>用对称不稳定讨论台风中的轴对称扰动, 到 70 年代, Hoskins<sup>[4]</sup>、Emanuel<sup>[5]</sup>等发现中尺度对称不稳定可能在组织、启动带状对流中有重要作用, 张可苏<sup>[6]</sup>还讨论了对称不稳定的判据, 并给出其结构。大量的研究表明, 中尺度的对称不稳定是诸如飚线、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。另一类是准地转基流对横波型扰动的稳定性研究, 所谓横波型扰动就是扰动的传播方向与基流相同, 即研究沿基流传播的扰动稳定性问题。这方面的工作主要集中在天气尺度和对流尺度上, Charney<sup>[7]</sup>和 Eady<sup>[8]</sup>最先发现斜压基流中天气尺度扰动的不稳定, 在准地转的框架中, 该不稳定就是经典的斜压不稳定, 这时存在着短波截断, 即在该框架中不存在中尺度的不稳定。但这并不能说大气对中尺度扰动是绝对稳定的, 相反这只能说明中尺度不稳定要求的条件比较强, 张可苏<sup>[9]</sup>用非地转模型研究了横波不稳定, 得到了在 Eady 模态的短波截断外存在不止一组中尺度非地转的不稳定谱区。但在天气尺度不稳定谱区与中尺度不稳定谱区之间则存在稳定的波谱区, 该稳定的波谱区间随 Richardson 数的不同而不同, 即在  $\alpha$  中尺度或  $\beta$  中尺度范围内, 总还存在一些稳定的区域, 这也表明对中尺度横波型扰动来说不稳定的存在对波长具有选择性。

2000-01-21 收到, 2000-04-10 收到修改稿

\* 国家重点基础研究发展规划项目 G1998040907 和国家自然科学基金资助项目 49875008 共同资助

斜压大气中的上述这两种情况是实际大气中的两种典型情况,更多的事实是扰动既不沿基流传播,也不垂直于基流传播,而是传播方向与基流有一夹角 $\alpha$ ,即扰动传播方向与基本气流斜交。例如,许梓秀等<sup>[10]</sup>发现冷锋前部中尺度雨带活动非常频繁,有与冷锋平行和垂直的雨带,还有与冷锋走向有较大交角的雨带。对前者可用对称不稳定和横波不稳定理论解释,对于后者其动力学机制是什么?是否存在触发这类系统的不稳定?这也是人们所关心的问题。以往人们研究得较多的是对称不稳定和横波不稳定,而对这种扰动传播方向与垂直切变基流有夹角时的不稳定问题研究得较少。以下为叙述方便,称该类不稳定为斜交型不稳定。显然对称不稳定、中尺度的横波不稳定和大尺度的斜压不稳定也可看作是这类斜交型不稳定的特例。70年代 Tatsushi Tokioka<sup>[11]</sup>用非地转非静力模式对该类斜交型不稳定问题做过研究,指出在同时考虑二维扰动沿经向和纬向变化时,扰动的稳定性问题才有可能得到较完整的认识,但并未对该类不稳定问题做大量的数值计算,也未与对称不稳定及 Eady 模态的不稳定做比较,以确定该类不稳定的性质。90年代中期,丁一汇、沈新勇<sup>[12]</sup>在 $\alpha$ 角非常小时用 WKBJ 方法对斜交型不稳定问题作过讨论,但讨论的仅是 $\alpha$ 夹角非常小的情况,不具有普遍性。本文采用了与他们形式上略有不同的模式(实质一样),通过大量的数值计算,讨论了 $\alpha$ 中尺度扰动的斜交型不稳定问题,并研究了此时不稳定扰动的存在、性质、结构及其能量的转换。由本文的工作可见,该类斜交型不稳定在 $\alpha$ 中尺度有较大的增长率,具有非地转涡旋波的性质,故本文的工作是对垂直切变基流中不稳定理论的重要补充。

## 2 数学模型

### 2.1 基本方程组

考虑无粘、绝热无摩擦的 Boussinesq 方程组,并设基本气流 $\bar{U}$ 仅是 $z$ 的线性函数,且与 $x$ 轴有一个夹角 $\alpha$ ,如图1所示。此时则有 $\bar{u} = \bar{U}\cos\alpha$ ,  $\bar{v} = \bar{U}\sin\alpha$ ,这里 $\bar{U}$ 为该基流的大小,而 $\bar{u}$ 和 $\bar{v}$ 分别为该基流在 $x$ 轴和 $y$ 轴上的分量。为简单起见,设扰动沿 $x$ 方向传播且在 $y$ 方向是均匀的,即对于扰动量有 $\partial/\partial y = 0$ ,则在 $f$ 平面内将方程线性化后得到的扰动方程组为

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} + \bar{u}\frac{\partial u}{\partial x} - f\bar{v} + \frac{d\bar{u}}{dz}w = -\frac{\partial p'}{\partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \bar{u}\frac{\partial v}{\partial x} + f\bar{u} + \frac{d\bar{v}}{dz}w = 0, \\ \frac{\partial w}{\partial t} + \bar{u}\frac{\partial w}{\partial x} - \theta = -\frac{\partial p'}{\partial z}, \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + \bar{u}\frac{\partial \theta}{\partial x} + S^2u + M^2v + N^2w = 0, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \end{cases} \quad (1)$$

其中,  $(u, v, w, \theta) \equiv \bar{\rho}(u', v', w', \frac{g}{\theta_0}\theta')$ ,  $M^2 = \frac{g}{\theta_0}\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} = -f\frac{d\bar{u}}{dz}$ ,  $S^2 = \frac{g}{\theta_0}\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} = f\frac{d\bar{v}}{dz}$ ,

$N^2 = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}$ , 这里“ $\bar{\cdot}$ ”代表基本场, “ $\cdot$ ”代表扰动场,  $\theta_0$  是常数位温,  $M^2$ 、 $S^2$ 、 $N^2$ 、 $f$  也均取为常数。由于  $f$  为常数, 故  $x$  方向可为任意方向, 不必为东。

引入流函数  $\psi$  及消去气压扰动后, 有

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

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

边界条件为

$$\psi_{z=0} = \psi_{z=H} = 0, \quad (3)$$

这里  $H$  是模式顶高。

可设解为

$$\begin{bmatrix} v \\ \theta \\ \psi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} iV(z) \\ \Theta(z) \\ \Psi(z) \end{bmatrix} e^{i(kx + \sigma t)}, \quad (4)$$

代入方程组 (2), 则有

$$\begin{cases} (\sigma + \bar{u}k)V + ik\Psi \frac{d\bar{v}}{dz} - f \frac{d\Psi}{dz} = 0, \\ (\sigma + \bar{u}k)\Theta - k\Psi N^2 - if \frac{d\Psi}{dz} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - f\bar{v} \frac{d\bar{u}}{dz} = 0, \\ (\sigma + \bar{u}k) \left( \frac{d^2 \Psi}{dz^2} - k^2 \Psi \right) - f \frac{dV}{dz} + k\Theta = 0. \end{cases} \quad (5)$$

方程组 (5) 与边界条件 (3) 构成一个变系数复常微分方程的本征值问题。方程组 (5) 中当  $\bar{u}=0$ ,  $\bar{v} \neq 0$  时, 即  $\alpha=90^\circ$  或  $\alpha=270^\circ$  时, 扰动的传播方向与基流垂直, 若存在不稳定则是对称型扰动的不稳定; 而当  $\bar{u} \neq 0$ ,  $\bar{v}=0$  时, 即  $\alpha=0^\circ$  或  $\alpha=180^\circ$  时, 扰动的传播方向与基流平行, 若存在不稳定则是横波型扰动的不稳定。当  $\bar{u} \neq 0$ ,  $\bar{v} \neq 0$  时, 扰动的传播方向与基流成  $\alpha$  角, 则存在的不稳定就是斜交型不稳定。

当基流存在线性垂直切变时, 对上述问题解析求解非常困难, 为此本文对其数值求解, 即将该问题离散化后变成一个复矩阵的特征值问题来求解。

## 2.2 离散化方案

仿照文献[13]的做法, 在垂直方向  $[0, H]$  区间等分成  $N$  层, 间距  $\Delta z = H/N$ , 采用交错网格, 将关于  $v$ 、 $\theta$  的方程写在半数层上, 关于  $\psi$  的方程写在整数层上, 并考虑到边界条件。令  $X = (X_1, X_2, X_3, \dots, X_N)^T$ , 其中  $X_1 = (V_{1/2}, \Theta_{1/2}, \Psi_1)^T$ ,  $X_2 =$

$(V_{3/2}, \Theta_{3/2}, \Psi_2)^T, \dots, X_j = (V_{j-1/2}, \Theta_{j-1/2}, \Psi_j)^T$ , 则方程 (5) 和边界条件 (3) 构成的常微分方程的特征值问题可离散化为以下矩阵的特征值问题

$$\sigma A X = P X, \quad (6)$$

这里  $\sigma$  为特征值,  $A, P$  都是  $(3N-1) \times (3N-1)$  阶的矩阵, 且  $P$  为复矩阵. 通过求解  $A^{-1}P$  的特征值即可得到该不稳定问题的数值解.

### 3 斜交型不稳定的存在

取  $H=10$  km, 垂直方向为 20 层 (层间距  $\Delta z=0.5$  km), Richardson 数取文献[6]

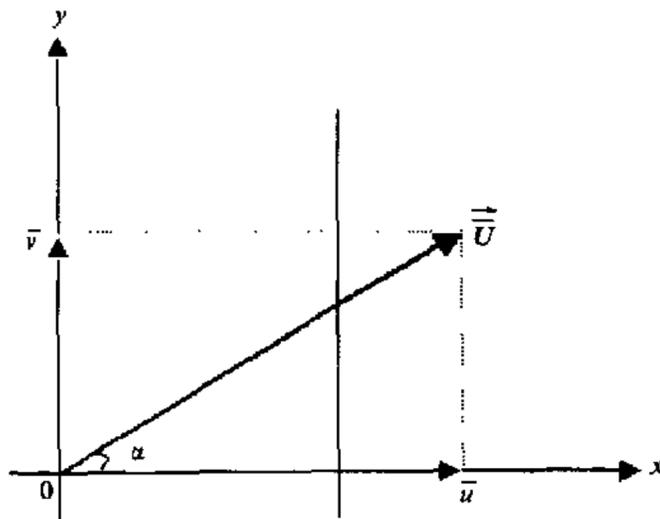


图1 基本气流  $\bar{U}$  与扰动传播方向示意图  
细实线表示扰动的等位相面, 扰动的传播方向与之垂直; 粗实箭头表示基本气流  $\bar{U}$ , 其水平分量分别为  $\bar{u}$  和  $\bar{v}$

中的值, 即有  $Ri=0.625$ , 并取  $N^2=1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-2}$ ,  $f=1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , 基本风场在  $0 \sim 10$  km 的区域内呈线性变化,  $H=0$  时其值为  $0$ ,  $H=10$  km 时其值为  $40 \text{ m s}^{-1}$ . 图 2 给出了此时计算出的最大不稳定增长率随波长和角度  $\alpha$  的分布, 图中横坐标是水平波长 (单位: km), 并附有该情形下的 Rossby 数, 纵坐标是基流与  $x$  轴正方向的夹角  $\alpha$  [单位:  $^\circ$ ]. 图中阴影区是不稳定增长率最大的区域, 即增长率大于  $0.25 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  的区域, 以下仅对  $\alpha \in [0, 90^\circ]$  区间内出现的不稳定进行讨论.

下面先分析两种熟悉的情况, 即  $\alpha=90^\circ$  时的对称不稳定和  $\alpha=0^\circ$  时的横波型扰动的不稳定. 当  $\alpha=90^\circ$  时, 水平波长  $L < 400$

km 时存在对称不稳定, 其最大值出现在  $L < 100$  km 处, 随着波长的增大, 该不稳定增长率减小, 当  $L > 500$  km 时对称不稳定已不存在. 当  $\alpha=0^\circ$  时, 在  $L=1900$  km 附近存在一个增长率的峰值, 其不稳定是 Eady 模态的不稳定, 此时在数百公里的  $\alpha$  中尺度波段 (图中为  $200 \sim 1300$  km 波段) 则是稳定区. 综合分析这两种不稳定, 可发现在波长比较小的波段, 对称不稳定占优势, 其在组织触发中尺度系统中起很大作用, 在天气尺度波段, 则以横波型扰动的不稳定占优势, 此时的不稳定即是斜压不稳定, 它是大气长波发展的动力学机制, 而在几百至上千公里的  $\alpha$  中尺度波段上, 无论是对称型扰动还是横波型扰动都是稳定的, 但这并不表明在该波段无其他不稳定的情况发生. 分析图 2, 可清楚地看到, 在  $\alpha=0^\circ$  和  $\alpha=90^\circ$  之间存在着一带不稳定增长率大值带 (见图中阴影区), 即最不稳定带, 该带上从  $L > 400$  km 开始, 随波长的增加, 其  $\alpha$  角也减小, 直到  $L=1900$  km,  $\alpha=0^\circ$  时为止. 这一最不稳定带的出现表明, 在该范围内斜交型不稳定占优势. 从图 2 上还可看出不稳定对波长的选择性是有条件的. 对称不稳定出现在波长较短的波段, 横波型扰动的不稳定对波长也有选择性, 其主要表现在中尺度模态和 Eady 模态上, 而斜交型不稳定则主要出现在  $\alpha$  中尺度上. 这表明对一定水平波长的扰动, 在

某一角度下总能出现最大的不稳定增长率, 只是不稳定的类型不同而已。斜交型不稳定的存在是对中尺度稳定性理论的重要补充。当然这一结论也与 Richardson 数  $Ri$  的大小有关, 这里只给出了  $Ri$  较小的情况。对  $Ri$  较大的情况将另文讨论。由于在  $\alpha$  中尺度波段上斜交型不稳定增长率最大, 故本文对其进行重点讨论, 以下提到的斜交型不稳定均取上述参数值 ( $Ri=0.625$ ), 且均指该最不稳定带上的不稳定。

对称不稳定是原地增长的不稳定, 而对斜交型不稳定扰动, 由于基流在扰动传播方向的投影不为零, 故其是传播型的不稳定, 在该最不稳定带上各波长对应的传播速度见表 1, 其中  $c$  为计算得出的不稳定扰动的传播速度 (单位:  $\text{m s}^{-1}$ ),  $C$  为平均基流在扰动传播方向上的投影 (单位:  $\text{m s}^{-1}$ )。由表 1 可推断该不稳定的相速等于平均基流在扰动传播方向的投影。

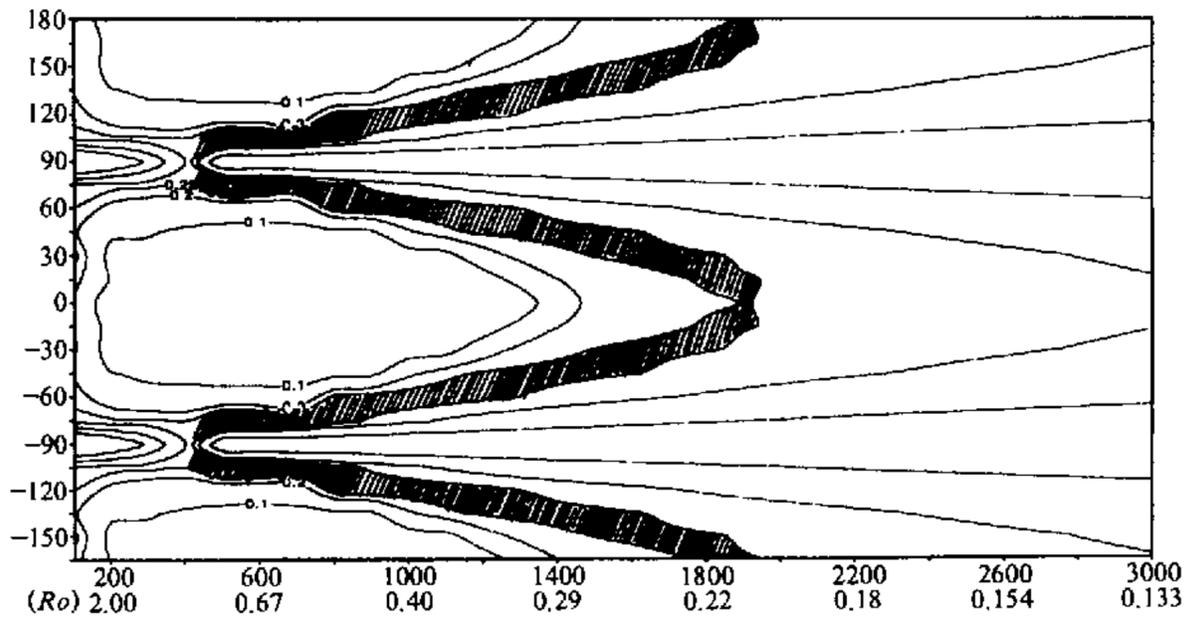


图 2  $Ri=0.625$  时不稳定增长率随波长和角度  $\alpha$  的分布

表 1 最不稳定带上各波长对应的波速

角度 $\alpha / (^\circ)$	波长 / km	$c / \text{m s}^{-1}$	$C / \text{m s}^{-1}$
90	300	$7.171497 \times 10^{-6}$	0.000000
75	500	5.176338	5.176381
60	1000	9.999953	10.00000
45	1400	14.14203	14.14214
30	1600	17.32060	17.32051
15	1800	19.31857	19.31852
0	2000	20.00006	20.00000

#### 4 不稳定的能量转换

从公式 (1) 可得扰动动能方程为

$$\frac{\partial K'}{\partial t} = -\frac{\partial K'}{\partial x} - \frac{d\bar{u}}{dz}uw - \frac{d\bar{v}}{dz}vw + w\theta - \left( \frac{\partial pu}{\partial x} + \frac{\partial pw}{\partial z} \right), \quad (7)$$

这里  $K' = \frac{1}{2}(u^2 + v^2 + w^2)$ , 在一个波长内进行体积分, 并考虑到奥-高公式, 则有

$$\frac{\partial}{\partial t} \int K' d\tau = \int \frac{\partial K'}{\partial t} d\tau = - \int \frac{d\bar{u}}{dz} u w d\tau - \int \frac{d\bar{v}}{dz} v w d\tau + \int w \theta d\tau. \quad (8)$$

令  $A' = \frac{\theta^2}{2N^2}$ , 从公式(1)再利用热成风关系  $M^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} = -f\bar{u}_z$ ,  $S^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} = f\bar{v}_z$ , 则可得扰动有效位能方程为

$$\frac{\partial A'}{\partial t} = -u \frac{\partial A'}{\partial x} - w\theta - \frac{S^2}{N^2} u\theta - \frac{M^2}{N^2} v\theta. \quad (9)$$

在一个波长范围内作体积分后, 得

$$\frac{\partial}{\partial t} \int A' d\tau = - \int \frac{S^2}{N^2} u\theta d\tau - \int \frac{M^2}{N^2} v\theta d\tau - \int w\theta d\tau. \quad (10)$$

若用  $\{ \}$  表示能量转换密度函数在一个波长范围内的体积分, 并用  $\bar{A}$  表示基本气流的有效位能,  $A'$  表示扰动有效位能,  $\bar{K}$  表示基本气流的平均动能,  $K'$  表示扰动的动能, 则(8)式和(10)式可写为

$$\frac{\partial}{\partial t} \{K'\} = \{A', K'\} + \{\bar{K}, K'\}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \{A'\} = \{\bar{A}, A'\} - \{A', K'\}, \quad (12)$$

其中,

$$\{A', K'\} = \int w\theta d\tau, \quad (13)$$

$$\{\bar{K}, K'\} = \int \left( -\frac{d\bar{u}}{dz} u w + \frac{d\bar{v}}{dz} v w \right) d\tau, \quad (14)$$

$$\{\bar{A}, A'\} = \int \left( f \frac{\bar{u}_z}{N^2} v\theta - f \frac{\bar{v}_z}{N^2} u\theta \right) d\tau. \quad (15)$$

当取基本气流  $\bar{u}=0$  时, 即是对称不稳定的情况, 经坐标旋转后, 其结果与文献[6]完全一致。

表 2 给出了对称不稳定 (以  $\alpha=90^\circ$ , 水平波长为 200 km 为代表)、 $\alpha$  中尺度的斜交型不稳定 (以  $\alpha=75^\circ$ , 水平波长为 500 km 为代表) 和斜压不稳定 (以  $\alpha=0^\circ$ , 水平波

表 2 不稳定扰动的能量转换项

	$\{\bar{K}, K'\}$	$\{\bar{A}, A'\}$	$\{A', K'\}$
对称不稳定 ( $90^\circ$ , 200 km)	$5.019001 \times 10^{-2}$	$4.913924 \times 10^{-3}$	$1.523523 \times 10^{-2}$
斜交型不稳定 ( $75^\circ$ , 500 km)	$5.205538 \times 10^{-4}$	$3.134834 \times 10^{-3}$	$8.994262 \times 10^{-3}$
斜压不稳定 ( $0^\circ$ , 3 000 km)	$1.063095 \times 10^{-4}$	$1.766373 \times 10^{-3}$	$1.86344 \times 10^{-3}$

长 3 000 km 为代表) 各项能量的转换, 表中给出的值均为无量纲, 乘以  $10^{-4}$  J 后即为有量纲的值。由表可以清楚地看到, 对于对称不稳定而言, 平均动能向扰动动能的转换项  $\{\bar{K}, K'\}$  是大项, 这体现了对称不稳定能量转换的特点。比较斜交型不稳定和斜压不稳定的能量转换情况可以看出, 两者的平均有效位能向扰动有效位能的转换均大于平均动能向扰动动能的转换, 并且两者的扰动有效位能向扰动动能的转换项均占主要地位。由此可见, 该斜交型不稳定的能量转换与对称不稳定的不同而与斜压不稳定的相似。

## 5 $\alpha$ 中尺度斜交型不稳定的结构与性质

当  $Ri$  数不很大时,  $\alpha$  中尺度内斜交型不稳定增长率最大, 为讨论该不稳定的性质, 我们以波长为 500 km 的斜交型不稳定扰动为代表, 分析其结构。 $\alpha$  中尺度内其他波长的斜交型不稳定扰动结构均与其类似 (图略)。由图 3 可见, 该斜交型不稳定的流函数

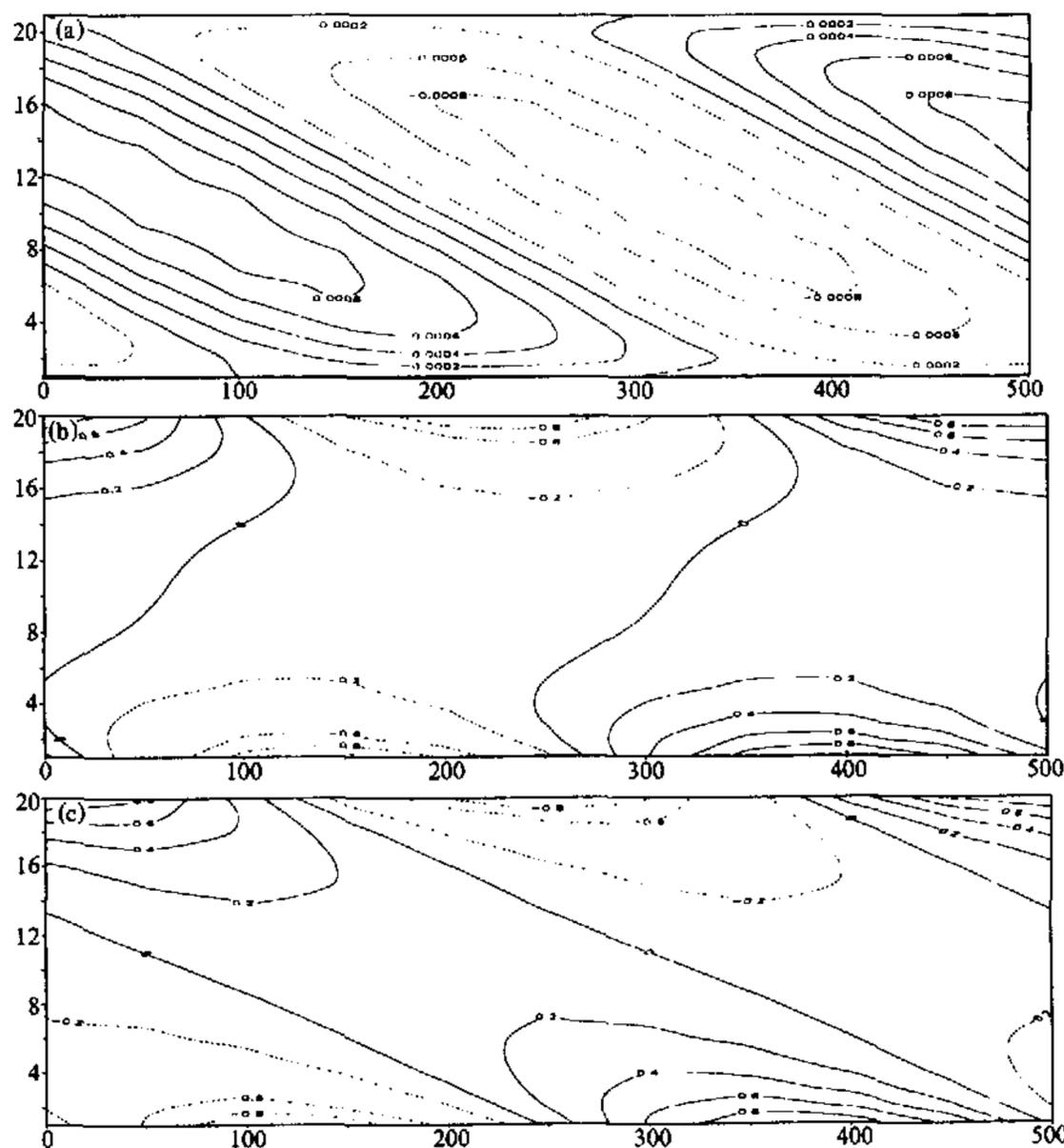


图 3  $L=500$  km 斜交型不稳定的结构  
(a)  $\Psi$  场; (b)  $v$  场; (c)  $\theta$  场  
横坐标为水平波长 (单位: km); 纵坐标为层数

也具有倾斜的单圈环流。对称不稳定流函数的结构也呈倾斜单圈环流，这点与斜交型不稳定类似，但其  $v$  场与  $\theta$  场的大值中心则在中层，这与斜交型不稳定有很大的不同（参见图 5，说明同图 3）。故该斜交型不稳定与对称不稳定的性质应有所不同，与准地转斜压不稳定的扰动结构（参见图 4，说明同图 3）相比较可见，两者有某种相似之处，即流函数均为单圈环流， $v$  场与  $\theta$  场的大值中心均在上下边界上，故该斜交型不稳定扰动的性质与斜压不稳定应有相似的一面；但两者的结构也有差别，除斜交型不稳定的流函数较斜压不稳定更倾斜外，两者最大的不同是斜交型不稳定是非地转的，而斜压不稳定是准地转的，图 2 中其对应的 Rossby 数也能体现这一点。

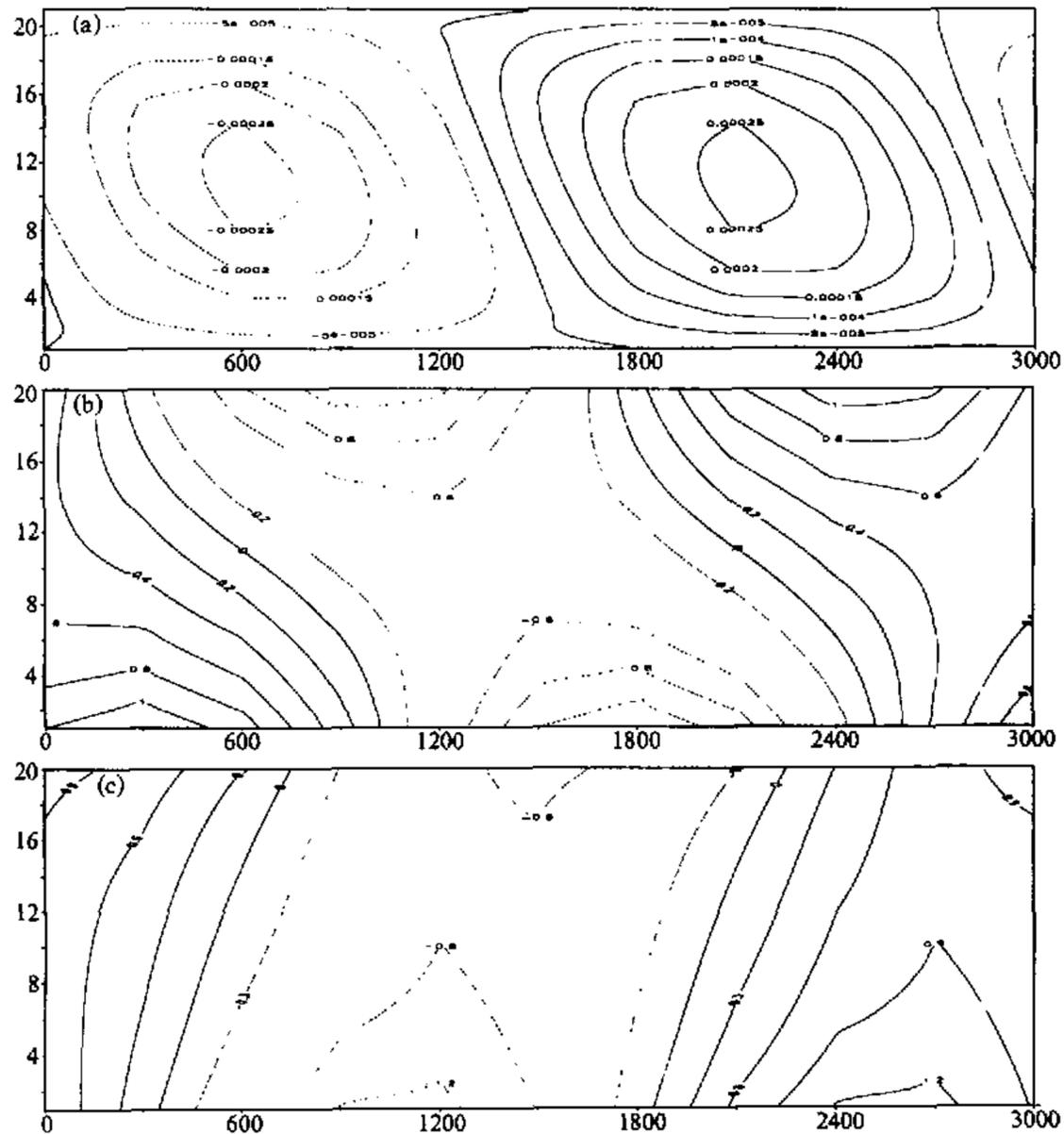


图 4  $L=3000$  km 斜压不稳定的结构，其余同图 3

由上面的能量转换和结构分析可知斜交型不稳定扰动的性质与斜压不稳定有相似之处，在进一步分析了扰动的波谱分布之后，我们认为该斜交型不稳定扰动的性质是非地转涡旋波的不稳定。由以上分析可知，大气中单圈倾斜环流不仅能为重力惯性波的对称不稳定所激发，也能为非地转涡旋波的斜交型不稳定所激发。这也说明中尺度扰动的发展，不一定是重力惯性波的不稳定。对  $\alpha$  中尺度系统，非地转涡旋波的不稳定最易发展，故中尺度系统中非地转涡旋波的作用应受到足够的重视。

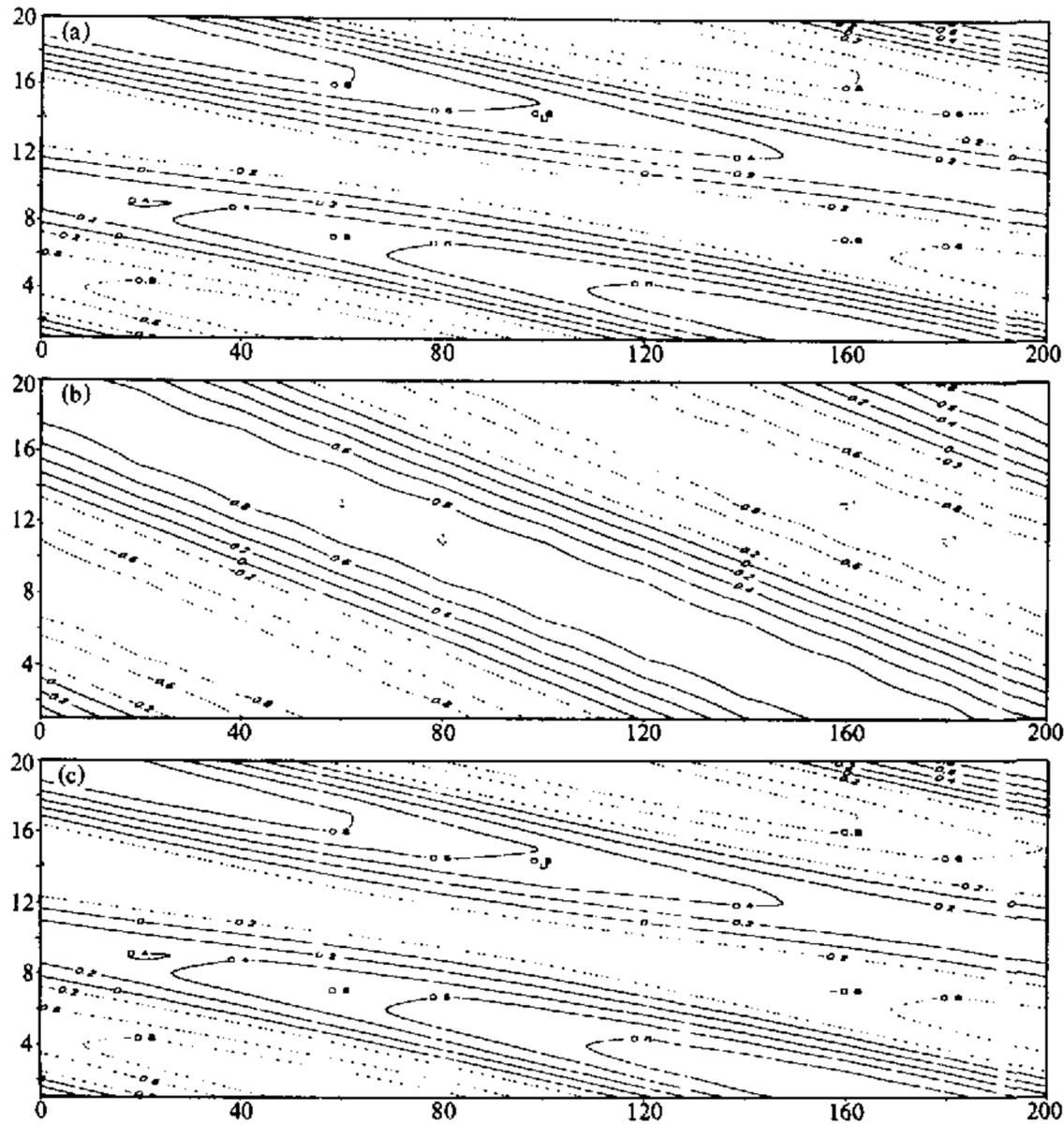


图5  $L=200$  km 对称不稳定的结构, 其余同图3

## 6 结语

本文研究了传播方向与基流存在夹角时垂直切变基流上的斜交不稳定问题, 并对  $\alpha$  中尺度扰动的不稳定问题作了详细讨论, 结果发现:

(1) 在考虑了斜交型不稳定后, 对于不很大的 Richardson 数, 从  $\beta$  中尺度到大尺度的所有范围均可有不稳定谱区出现, 此时  $\beta$  中尺度和大尺度的不稳定分别以对称不稳定和斜压不稳定占优, 而  $\alpha$  中尺度的不稳定则以斜交型不稳定占优, 故该类斜交型不稳定在中尺度扰动不稳定中占有重要地位。

(2) 该类斜交型不稳定是传播型的不稳定, 其相速等于平均基流在扰动传播方向上的投影, 这点与对称不稳定在原地增长不同。

(3)  $\alpha$  中尺度斜交型最不稳定扰动的流函数结构呈单圈倾斜环流, 这与对称不稳定类似, 但  $v$ 、 $\theta$  场的配置则与对称不稳定不同; 从能量的转换上看, 斜交型不稳定扰动发展的能量主要来源于斜压性引起的有效位能向扰动动能的转换, 因此该不稳定的性质不

同于重力惯性波的对称不稳定;此外,斜交型不稳定的扰动结构与准地转的涡旋波即 Rossby 波的斜压不稳定也有差异,故斜交型不稳定是非地转涡旋波的不稳定。

在实际观测中, $\alpha$  中尺度的冷暖锋以及与其相联系的雨带,其移动往往与基流有一交角,故其发展应与这类斜交型不稳定有关。由此可见,斜交型不稳定是中尺度不稳定的重要组成部分,是  $\alpha$  中尺度扰动发展的一种动力学机制。

### 参 考 文 献

- 1 高守亭、孙淑清,应用理查逊数判别中尺度波动的不稳定,大气科学,1986,10,171~182.
- 2 Kuo, H. L., Symmetric disturbance in a thin layer of fluid subject to a horizontal temperature gradient and rotation, *J. Meteor.*, 1954, 11, 399~411.
- 3 Ooyama, K., On the stability of barodinic circular vortex: a sufficient criterion for instability, *J. Atmos. Sci.*, 1966, 23, 23~53.
- 4 Hoskins, B. J., The role of potential vorticity in symmetric stability and instability, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1974, 100, 480~482.
- 5 Emanuel, K. A., Inertial instability and mesoscale convective systems, Part II Symmetric CISK in a Baroclinic flow, *J. Atmos. Sci.*, 1982, 39, 1080~1098.
- 6 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(3),258~266.
- 7 Charney, J. G., The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current, *J. Meteor.*, 1947, 4, 135~162.
- 8 Eady, E. T., Long waves and cyclone waves, *Tellus*, 1949, 1, 33~52.
- 9 张可苏,斜压气流的中尺度稳定性 II. 横波型不稳定,气象学报,1988,46(4),385~392.
- 10 许梓秀、王鹏云,冷锋前部中尺度雨带特征及其机制分析,气象学报,1989,47,199~206.
- 11 Tatsushi Tokioka, Non-Geostrophic and Non-Hydrostatic Stability of a Baroclinic Fluid, *J. Meteor. Soc. Japan*, 1970, 48, 503~520.
- 12 丁一汇、沈新勇,非纬向非平行基流中的对称不稳定,气象学报,1998,56(2),154~164.
- 13 张立凤、张铭, WAVE-CISK 与对称不稳定,大气科学,1992,16,669~676.

## A Study of Instability of Ageostrophic Vortex Wave on the Condition of Vertical Shearing Basic Flow

Zhang Lifeng, Wang liqiong and Zhang Ming

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

**Abstract** The baroclinic ageostrophic model is used in this paper to study the stability of disturbance when there exists an angle between the spreading direction of disturbance and the basic flow. When the Richardson number is not too great, the heterotrophic instability achieve its maximum value in the meso- $\alpha$  scale region, while the symmetric instability and transverse instability remain stable in the same region. This heterotrophic instability is neither the inertia-gravitational wave instability nor Rossby wave instability, and it is the ageostrophic vortex wave instability.

**Key words:** instability; ageostrophic; vertical shearing basic flow