

环境参量对广义 Eady 模态不稳定的影响*

张立凤 张 铭

(解放军理工大学气象学院, 南京 211101)

提 要

介绍了广义 Eady 模态的斜压不稳定问题并着重讨论了环境参量对该不稳定的影响。该模态不仅存在有类似于经典 Eady 模态的不稳定短波截断, 还存在有经典 Eady 模态中没有的长波截断, 前者对环境参量的变化不太敏感而后者对环境参量的变化敏感。层结参数的减小, 模式底基流垂直切变的增大, 纬度的增高和模式层顶高度的减小, 均有利于该模态不稳定的发生。广义 Eady 模态下的最不稳定波仍发生在天气尺度波段, 其振幅和位相随高度的变化大体与标准 Eady 模态类似, 等位相线也随高度西倾, 但振幅关于大气中层不再呈对称性。

关键词: 环境参量 广义 Eady 模态 不稳定

引 言

众所周知, 中高纬度天气尺度系统的发展和大气斜压性密切相关, 为了解该类系统的发展机制则必须讨论斜压不稳定问题。关于斜压不稳定问题的开创性研究是由 Eady^[1]和 Charney^[2]进行的。Eady 模态和 Charney 模态的稳定性问题已成为斜压不稳定的经典问题。在 Eady 模态和 Charney 模态中均假定了纬向西风基流具有恒定的垂直切变且层结参数 N^2 为常数。但这两个模态也有不足, Eady 模态的主要不足是取 f 平面近似, β 为零, 而 Charney 模态虽考虑了 β 的作用, 取 β 平面近似, 但其不足之处在于仍采用了基流垂直切变和 N^2 为常数的假定。由于这两个模态的不同, 两者解的形式也不同。几十年来在 Eady、Charney 工作的基础上, 不少人对斜压不稳定作过许多研究, 直至现在其仍是一个气象学者感兴趣的课题。Lindzen^[3](1994) 曾研究了基本场位涡梯度为零, $\beta \neq 0$ 情况下的 Eady 问题, 即广义 Eady 问题。他指出, 由于 $\beta \neq 0$, 只要 N^2 及西风基流的垂直切变 U_z 不为常数, 则仍可满足基本场位涡梯度为零的条件, 此时可采用 Bessel 函数求解标准模问题, 但其结果与经典 Eady 问题不同。经典 Eady 问题只存在短波截断, 即对水平波长 $L > L_c$ (L_c 为临界波长) 的所有波动均是不稳定的, 而在修正的 Eady 问题中, 不稳定扰动的波长 L 则要满足 $L_{c1} < L < L_{c2}$, 这里 L_{c1} 和 L_{c2} 分别是两个临界波长, 也即其不仅存在短波截断, 还存在长波截断。在上述 Lindzen 的问题中, 利用其基本场位涡梯度为零的条件可求其 N^2 和 U_z , 此时因 $\beta \neq 0$, 故必有 N^2 不为常数或 $d^2 U / dz^2 \neq 0$ 。同年

* 本文得到国家重点基础研究专项经费(编号 G1998040900)和国家自然科学基金(批准号 49875008)资助。
2001-01-02 收到, 2001-09-04 收到修改稿。

Mu^[4]等对于非线性 Eady 模态的稳定性问题进行了研究,随后 Lui 和 Mu^[5](1996)又研究了准地转斜压流中 Eady 模态的非线性稳定性。最近 Liu 和 Mu^[6](2001)等人还研究了广义 Eady 模态的非线性斜压不稳定问题,在该问题中 $\beta \neq 0$ 且 N^2 也可不为常数,但作者仅考虑了 N^2 为常数的情况。此时只要选取合适的基流,仍有基本场的位涡梯度为零,并可求解该斜压不稳定问题。本文介绍了此问题并着重讨论了环境参量对该不稳定的影响。

1 广义 Eady 模态斜压不稳定问题的求解

绝热、无地形的准地转位涡方程为:

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \partial(\Phi, P) = 0 \quad (1)$$

这里 $P = \nabla^2 \Phi + \frac{1}{S} \Phi_{zz} + f_0 + \beta y$ 为位涡, Φ 为流函数, $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, $\partial(\Phi, P) = \Phi_x P_y - \Phi_y P_x$, f_0 为科氏参数, β 为 f 随纬度的变化, $S = N^2 / f_0^2$, N^2 为层结参数,为简便起见均设这些参数为常数。在区域 $\Omega = D \times (0, H)$ 中考虑此问题。这里 $D = \{ -X \leq x \leq X, -Y \leq y \leq Y \}$, X 和 Y 为区域的东和南北边界,此时边界条件为:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi_x |_{y=\pm Y} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \int_{-X}^X \Phi_y dx = 0 \\ \frac{\partial B_0}{\partial t} + \partial(\Phi, B_0) = 0, z = 0 \\ \frac{\partial B_1}{\partial t} + \partial(\Phi, B_1) = 0, z = H \end{array} \right. \quad (2)$$

这里 H 为模式层顶高, $B_0 = \Phi_z |_{z=0}$, $B_1 = \Phi_z |_{z=H}$ 。设:

$$\Phi = \Psi + \phi, P = Q + q, B_i = \bar{B}_i + b_i, i = 0, 1 \quad (3)$$

在此 $\bar{B}_0 = \Psi_z |_{z=0}$, $\bar{B}_1 = \Psi_z |_{z=H}$, $b_0 = \phi_z |_{z=0}$, $b_1 = \phi_z |_{z=H}$; 而 Ψ, Q 则为满足方程(1)和边界条件(2)的定常基本态, ϕ, q 为其扰动。现考虑 Ψ 及相应的基本气流 U 有以下的形式:

$$\Psi(y, z) = -Ay z (1 + \frac{\beta S}{2A} z) - y U_0 \quad (4a)$$

$$U(z) = -\frac{\partial \Psi}{\partial y} = Az (1 + \frac{\beta S}{2A} z) + U_0 = U_0 + Az + \frac{\beta S}{2} z^2 \quad (4b)$$

这里 U_0, A 均为常数,且 $A > 0$ 。由式(4b)可见,此时基本气流 U 的垂直切变不为常数,当 β, S 不为零时,它是 z 的二次函数;而其切变:

$$U_z = A + \beta S z \quad (4c)$$

则为 z 的线性函数;当 $z=0$ 时,有 $U_z(0) = A$,故 A 反映了在模式底(即 $z=0$ 处)基流的垂直切变。从 U 和 Ψ 的形式还可推出此时基本态的位涡 $Q = f_0$ 为常数,基本态的位涡梯度 $\partial Q / \partial y = 0$ 。将式(4a)、(4b)代入方程(1)和边界条件(2),可得线性化后的方程和边

界条件:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + U(z) \frac{\partial}{\partial x} \right] q = 0 \quad (5)$$

$$\left[\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \phi_z - U_z \phi_x \right]_{z=0, H} = 0, \quad (6)$$

设方程(5)的解为:

$$\phi = \varphi(z) \cos lye^{ik(x-ct)} \quad (7)$$

其中 c 为复相速,并且:

$$l = \left(j + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{Y}, \quad j = 0, 1, 2, \dots \quad (8a)$$

$$k = \frac{m\pi}{X}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (8b)$$

记:

$$\nu^2 = (k^2 + l^2) SH^2 > 0 \quad (8c)$$

为无量纲总波数,

$$b = \beta SH / \Lambda > 0 \quad (8d)$$

为无量纲数,则方程(5)和边界条件(6)可化为:

$$\frac{d^2 \varphi}{dz^2} - \frac{\nu}{H} \varphi = 0 \quad (9)$$

$$(c - U_0) \varphi_z(0) + \Lambda \varphi(0) = 0 \quad (10a)$$

$$[c - \Lambda H(1 + b/2) - U_0] \varphi_z(H) + \Lambda(1 + b) \varphi(H) = 0 \quad (10b)$$

方程(9)的通解可取为:

$$\varphi = \tilde{A} \operatorname{ch} \left| \frac{\nu}{Hz} \right| + \tilde{B} \frac{H}{\nu} \operatorname{sh} \left| \frac{\nu}{Hz} \right| \quad (11)$$

其中 \tilde{A}, \tilde{B} 为不为零的任意常数。利用边界条件(10a)、(10b)可得以下频散关系:

$$\left| \frac{c_1}{\Lambda H} \right|^2 \operatorname{sh} \nu - \left| \frac{c_1}{\Lambda H} \right| \left| \nu \left| 1 + \frac{b}{2} \right| \operatorname{sh} \nu - b \operatorname{ch} \nu \right| + \left| 1 + \frac{b}{2} \right| \operatorname{ch} \nu - \frac{(1+b)}{\nu} \operatorname{sh} \nu = 0 \quad (12)$$

这里 $c_1 = c - U_0$, 且有 $c_1 \tilde{B} = -\Lambda \tilde{A}$ 。

式(12)是一个关于 c_1 也即关于 c 的二次方程,存在着两个解,其对应于斜压大气中长波的两个模态。显然,存在不稳定正规模的充要条件是式(12)关于 c_1 的判别式 $\Delta < 0$, 也即:

$$\Delta = 4 \left| 1 + \frac{b}{2} \right|^2 [\mu^2(\nu) - 1] + b^2 < 0 \quad (13)$$

上式也可写为:

$$\mu^2(\nu) < 1 - \frac{b^2}{(b+2)^2} \quad (14)$$

在此有:

$$\mu(\nu) = \operatorname{ch} \nu - \frac{1}{2} \operatorname{sh} \nu \quad (15)$$

函数 $\mu(\nu)$ 和 $\mu^2(\nu)$ 的图象如图 1 所示。由上述 $\mu(\nu)$ 的表达式可知,若 $\nu \geq 0$ 则 $\mu(\nu)$ 是 ν 的单调减函数;且有 $\mu(0) = 1$; $\nu_m = 2.065$ 时, $\mu(\nu_m) = 0$, 和 $\nu_0 = 2.399$ 时, $\mu(\nu_0) = -1$ 。当 $\mu(\nu) < 0$ 时,随着 ν 的增大, $\mu(\nu)$ 则迅速减小;特别当 $0 < \nu < \nu_0$ 时,有 $\mu^2(\nu) < 1$, 由式 (13) 可知,此时可有 $\Delta < 0$, 故扰动有可能发生不稳定且不稳定扰动的无量纲总波数总是大于零而小于 ν_0 (参见图 1 b)。

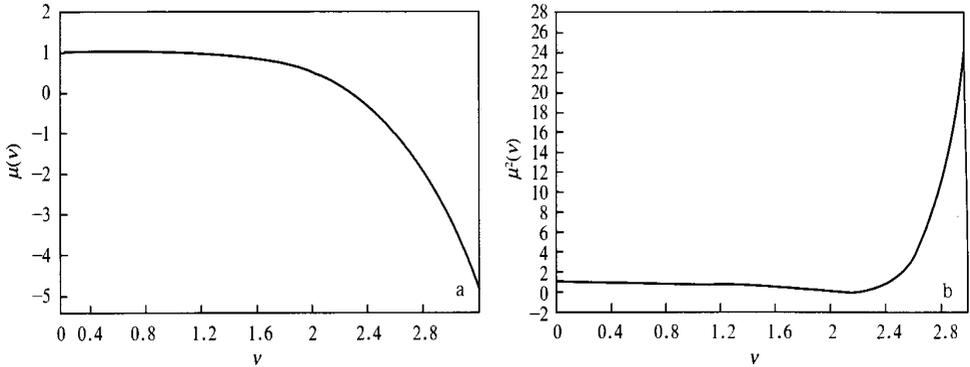


图 1 函数 $\mu(\nu)$ (a) 和 $\mu^2(\nu)$ (b) 的图像

对于任意给定的 b (其大于零), 参考式 (14), (15) 后知, 总存在 ν_1, ν_2 , 使得以下两式^[6]成立:

$$\mu(\nu_1) = \left| 1 - \left| \frac{b}{b+2} \right|^2 \right|^{\frac{1}{2}} \tag{16a}$$

$$\mu(\nu_2) = - \left| 1 - \left| \frac{b}{b+2} \right|^2 \right|^{\frac{1}{2}} \tag{16b}$$

且 ν_1, ν_2 还满足以下不等式:

$$0 < \nu_1 < \nu_m < \nu_2 < \nu_0 \tag{17}$$

这里 ν_1 即是广义 Eady 模态线性不稳定相应于长波截断的临界波数, 而 ν_2 则是该不稳定相应于短波截断的临界波数。当 $\nu_1 < \nu < \nu_2$ 时, 相应的扰动是不稳定的, 且 $\nu < \nu_1$ 相应于长波稳定区, $\nu > \nu_2$ 则相应于短波稳定区。

2 环境参量对广义 Eady 模态不稳定的影响

首先取典型的环境参量, 对由式 (12) 决定的频散关系进行计算。计算中取 N^2 为 $1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$, 纬度 ϕ 取 45° , 此时 $f_0 = 1.031 \times 10^{-4}$, $\beta = 1.620 \times 10^{-11}$, 模式顶高 H 取 10 km , 模式底基流垂直切变 A 则取 0.003 s^{-1} 。计算结果如图 2 所示, 图 2 的横坐标是无量纲总波数 ν , 纵坐标分别是 c 的实部和虚部, 其分别代表了扰动的传播相速和不稳定的增长率 (后面的图与此相同, 不再赘述)。由式 (12) 可知关于 c 有两个根, 图中的实线和虚线分别代表了 c 的两个解。由该图可见, 当 $\nu > 2.394$ 和 $\nu < 0.83$ 时, c 的虚部为零, 即不稳定的增长率为零, 这两个区域分别对应于短波稳定区和长波稳定区。当 $0.83 < \nu < 2.394$

时, c 的虚部不为零, 即存在一对不稳定的增长解和衰减解; 故 $\nu_2 = 2.394$ 是该典型环境下短波截断的临界波数, 在经典的 Eady 模态中, 该短波截断也是存在的; 而 $\nu_1 = 0.83$ 则是不稳定长波截断的临界波数, 这与经典的 Eady 模态不同, 在那里不存在长波截断。

从图 2a, 即 c 的实部(相速)随 ν 的变化图中还可见: 对应于 c 的虚部不为零的两个模态(一个增长, 一个衰减), 其相速相同并均大于零, 扰动向东传播, 且随 ν 的增大, 该相速略有增加。对应于短波稳定区和长波稳定区的扰动, 也有两个模态, 它们传播的相速不同。在短波稳定区, 这两个模态的相速均大于零, 向东传播。其中一个模态随 ν 的增大(波长减小)相速减小, 而另一模态则相速增加, 前者相速随波长的变化规律与众所周知的 β 通道中的正压 Rossby 波相似。在长波稳定区, 随着 ν 的减小(波长增大), 扰动的两个模态则分别向东、向西传播, 而这与短波稳定区中的情况有所不同。西传模态相速的绝对值随 ν 的减小而迅速增大, 当 $\nu \rightarrow 0$ 时, 该相速 $\rightarrow -\infty$; 该相速随波长的变化规律也类似于 β 通道中的正压 Rossby 波。

为了解环境参量对广义 Eady 模态不稳定的影响, 本文还对不同的 N^2, A , 纬度 ϕ 和 H 作了计算, 下面给出具体的计算结果。

2.1 层结参数的影响

取其它参量与上面典型的情况(图 2 的情况)相同, 而层结参数 N^2 则分别取 $1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-2}$ 和 $1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$, 其相应相速和增长率的计算结果则见图 3a、b, 图 4a、b。与图 2a、b 对照后可知, 对应不同的 N^2 值, 在区间 $\nu_1 < \nu < \nu_2$ 中, c 的虚部不为零; 在该区间中, 有不稳定扰动; 而 ν_1, ν_2 分别是上述的长波截断和短波截断的临界波数。相应 N^2 为 $1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-2}$ 的情况, $\nu_1 = 0.3, \nu_2 = 2.398$; 而相应于 N^2 为 $1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$, 则 $\nu_1 = 1.6, \nu_2 = 2.3$ 。 N^2 的变化引起了上述临界波数的变化。表 1 还给出了计算得到的不同层结稳定度 N^2 时, 两个临界波数的大小。从该表可见, 随着层结稳定度 N^2 的减小, 短波截断的临界波数增大(临界波长减小), 长波截断的临界波数减小(临界波长增大), 不稳定波段的范围变大, 也即层结稳定度的减小有利于广义 Eady 模态不稳定的发生。此外还可见, 层结稳定度的增大, 虽然不稳定的波段范围减小了, 但是最大不稳定增长率却增大了, 这可能是因 N^2 的增大有利于不稳定能量的累积的缘故。

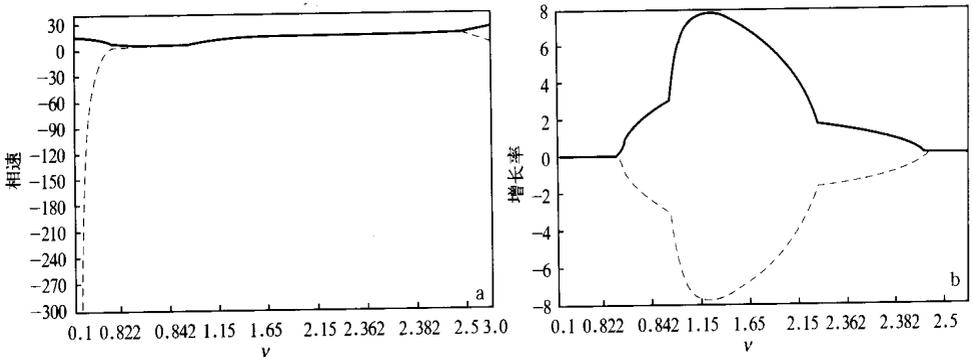


图 2 不稳定扰动的增长率(b)和相速(a)随总波数的变化

($N^2 = 1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}, \phi = 45^\circ, H = 10 \text{ km}, A = 0.003 \text{ s}^{-1}$)

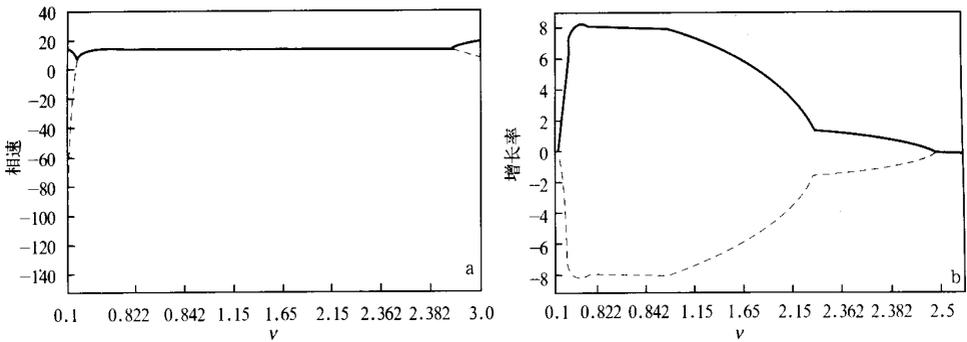


图 3 不稳定扰动的增长率(b)和相速(a)随总波数的变化
($N^2 = 1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-2}$, $\phi = 45^\circ$, $H = 10 \text{ km}$, $A = 0.003 \text{ s}^{-1}$)

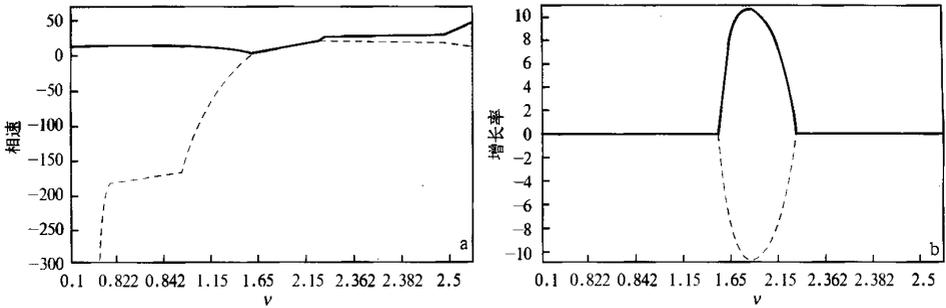


图 4 不稳定扰动的增长率(b)和相速(a)随总波数的变化
($N^2 = 1 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$, $\phi = 45^\circ$, $H = 10 \text{ km}$, $A = 0.003 \text{ s}^{-1}$)

表 1 v_1 和 v_2 随 N^2 的变化 (N^2 单位为 10^{-5} s^{-2})

N^2	0.02	0.06	0.1	0.2	0.6	1.0	6.0	10	60	100
v_1	0.026	0.164	0.256	0.39	0.666	0.826	1.434	1.576	1.879	1.924
v_2	2.399	2.399	2.399	2.399	2.397	2.397	2.345	2.317	2.204	2.177

2.2 模式底基流垂直切变的影响

这里其它参量仍取上面典型的情况(同图 2),仅改变模式底基流垂直切变 A 的大小,以讨论其影响。取不同的 A 计算后,其不稳定扰动的增长率和相速随总波数的变化类似于图 2,仍存在长波截断和短波截断,与图 2 的最大差别是这时的 v_1 和 v_2 大小不同。 v_1 和 v_2 随模式底基流垂直切变 A 的变化见图 5,由图可见,随着 A 的增大,长波截断的临界波数 v_1 减小,短波截断的临界波数 v_2 增大。当 $A = 0.001 \text{ s}^{-1}$ 时, $v_1 = 1.25$, $v_2 = 2.372$; 当 $A = 0.01 \text{ s}^{-1}$ 时, $v_1 = 0.5$, $v_2 = 2.398$ 。故模式底基流垂直切变的增大有利于不稳定的波段范围变大,即有利于广义 Eady 模态不稳定的发生。

2.3 纬度的影响

纬度 ϕ 的改变将使参数 f_0 和 β 发生变化。 ϕ 减小则 f_0 减小而 β 增大,从而使 $\beta\delta$ 增

大,由式(4c)知其使基流的垂直切变增大。这里其它参量仍取上面典型的情况(图2的情况),仅改变纬度 ϕ 的大小,以讨论其影响。不同纬度的计算结果表明,纬度的不同不改变广义 Eady 模态中存在的长波截断和短波截断的特征,仅改变长波截断、短波截断的临界波数 κ_1, κ_2 的大小(其不稳定扰动的增长率和相速随总波数的变化类似于图2,图略)。图6给出了 κ_1, κ_2 随纬度的变化,从图上可以看出,长波截断的临界波数 κ_1 随纬度的增高而减小,短波截断的临界波数 κ_2 随纬度增高而增大。从图上还可看出当 $\phi=35^\circ$ 时, $\kappa_1=1.05, \kappa_2=2.386$;当 $\phi=55^\circ$ 时, $\kappa_1=0.7, \kappa_2=2.396$ 。参照图2后可知,随纬度的增大不稳定波段的范围变大,故纬度的增高有利于广义 Eady 模态不稳定的发生。

2.4 模式层顶高的影响

模式层顶高 H 是通过式(8d)中的 b 来影响频散关系的。这里

其它参量仍取上面典型情况(图2的情况),仅改变 H 的大小,以讨论其影响。不同 H 的计算结果表明, H 的不同不改变广义 Eady 模态中存在的长波截断和短波截断的特征,仅改变长波截断、短波截断的临界波数 κ_1, κ_2 的大小(其不稳定扰动的增长率和相速随总波数的变化类似于图2,故图略)。表2给出了计算得到的 κ_1 和 κ_2 随 H 的变化情况。由该表可见,随着 H 的增大, κ_1 增大而 κ_2 减小。当 H 为3 km时, $\kappa_1=0.6, \kappa_2=2.398$;当 H 为5 km时, $\kappa_1=0.7, \kappa_2=2.396$ 。参照图2后可知,模式层顶高 H 的减小有利于广义 Eady 模态不稳定的发生。

表2 v_1 和 v_2 随 H 的变化

H/m	1000	2000	3000	4000	5000	6000	7000	8000	9000	10000
κ_1	0.256	0.39	0.481	0.553	0.613	0.666	0.712	0.754	0.791	0.826
κ_2	2.399	2.399	2.399	2.398	2.398	2.397	2.396	2.396	2.395	2.394

3 讨论

文献[6]的理论分析已指出,环境参量改变后,广义 Eady 模态不稳定中同时存在有长

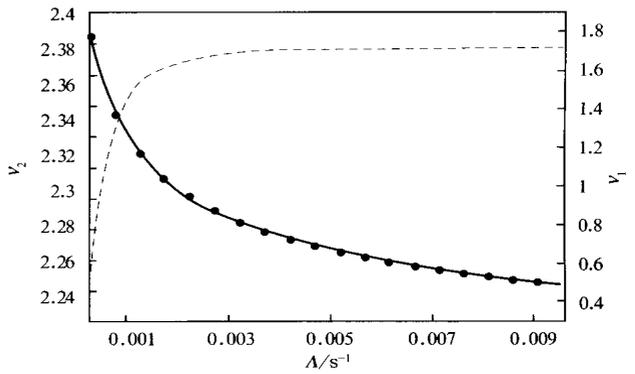


图5 κ_1 (实线)、 κ_2 (虚线)随 A 的变化

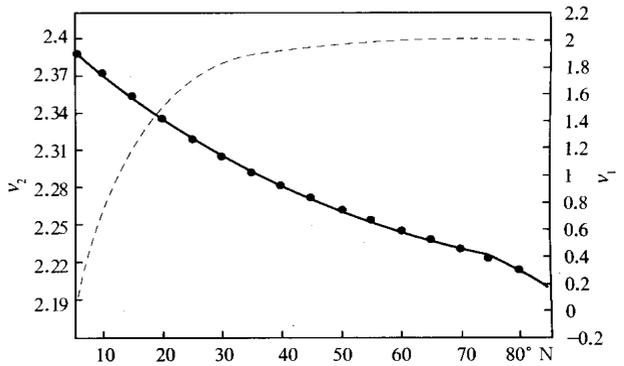


图6 κ_1 (实线)、 κ_2 (虚线)随纬度的变化

波截断和短波截断的特征不发生变化,本文用数值方法的计算结果也得到了同样的结论。广义 Eady 模态中存在有长波截断,这点与经典 Eady 模态有所不同。长波截断的存在主要是由于基流的垂直切变不是常数。实际大气中基流(纬向西风)随高度的变化是多样的,其垂直切变一般不为常数。

对于环境参量取典型值(图 2 中的值)的情形,从图 2b 中可见,相应其最大增长率的无量纲总波数 ν 约为 1.25,若取 $Y=2000$ km,此时可算得其水平波长 L 约为 5760 km,属天气尺度系统。由此可知在该典型环境下,天气尺度的扰动最易发生不稳定。

仔细分析以上的计算结果后还可发现,环境参量改变虽然不影响 ν_1 和 ν_2 的存在,但不同的环境参量却对 ν_1 和 ν_2 的大小有很大的影响。值得注意的是,短波截断的临界波数 ν_2 和长波截断的临界波数 ν_1 随环境参量的变化趋势却不相同,长波截断的临界波数对环境参量的变化敏感,而短波截断的临界波数对环境参量的变化不太敏感,且其总是小于 2.4,这是因函数 $\mu^2(\nu)$ 的形式所决定的。

当 $\nu_0=2.399$ 时, $\mu^2(\nu_0)=1$,而 $\nu > \nu_0$ 时, $\mu^2(\nu) > 1$,且随 ν 的增加 $\mu^2(\nu)$ 的值急速增大(参见图 1b),从而由前面存在该不稳定的充要条件可知,相应于 $\nu > \nu_0$ 的短波均是稳定的。

当 $0 < \nu < \nu_0$ 时,有 $\mu^2(\nu) < 1$,故在该区间均有发生不稳定的可能,但是否确有不稳定发生还取决于不等式(14)的满足,即决定于参数 b 的取值。环境参量的变化会造成 b 值的变化,由于在 $0 < \nu < \nu_0$ 的区间 $\mu^2(\nu)$ 的值变化较平缓(参见图 1b),这样不等式(14)的成立就对 b 值敏感。因 $b = \beta S H / \Lambda$,故不等式(14)对环境参量敏感,这就造成了长波截断的临界波数对环境参量的变化敏感。

进一步分析式(11)、(12)可知,解二次方程式(12)可求得两个根 c ,这样式(11)就有两个相应于该 c 的解,其分别对应于 z 方向上的两个模态。将式(12)求得两个 c 利用关系 $c_1 = c - U_0$ 、 $c_1 B = -\Lambda A$ 和式(11)就可求得这两个模态的结构。

图 7 给出了最不稳定波的振幅和位相随高度的变化,其结果大体与标准的 Eady 模态类似^[7],不同的是这里振幅关于大气中层(即 $z = H/2$ 处)不再呈对称性了,这是由于这里风切变是非线性的缘故。对于与以上复速度 c 共振的另一支稳定的波,其振幅随高度的变化与图 7 相同,而位相随高度的变化则与图 7 相反(图略)。

由于图 7 中的最不稳定波的位相随

高度增加,故该波动的等位相线必然随高度西倾,这恰好是能量从平均场向扰动场转换的

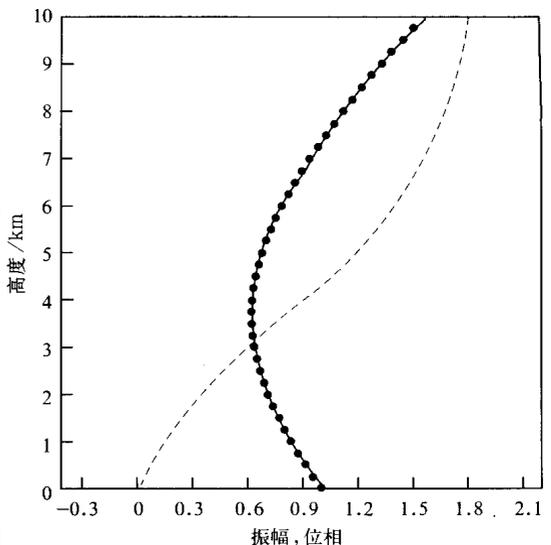


图 7 最不稳定波的振幅(实线)和位相(虚线,单位:rad)随高度的变化

条件。从 $x-z$ 剖面图可看出(图略,实际上从图 7 也可看出), $z=0$ 处波动的位相比 $z=H$ 处波动的位相超前约 $\pi/2$ rad,也即顶层等压面的槽脊比底层等压面要滞后 $\pi/2$ rad。这体现了斜压不稳定扰动的特点。

4 结 语

在 N^2 为常数, $\beta \neq 0$ 的情况下,通过选取其垂直切变不为常数的基流(纬向西风),可得基本场位涡梯度为零的广义 Eady 模态。本文对该模态的线性稳定性作了介绍,讨论了环境参量对该不稳定模态的影响,并得到以下主要结论:

1) 广义 Eady 模态不仅存在类似于经典 Eady 模态的不稳定短波截断,还存在经典 Eady 模态中没有的长波截断,前者对环境参量的变化不太敏感而后者对环境参量的变化敏感。

2) 层结参数 N^2 的减小,模式底基流垂直切变 Λ 的增大,纬度 ϕ 的增高和模式层顶高 H 的减小,均有利于广义 Eady 模态不稳定的发生。

3) 广义 Eady 模态下的最不稳定波仍发生在天气尺度波段,其振幅和位相随高度的变化大体与标准 Eady 模态类似,等位相线也随高度西倾,但振幅关于大气中层不再呈对称性。

致谢:中国科学院大气物理研究所穆穆研究员对本文第 2 节的完成起了重要作用,在此特向他致以衷心的感谢!

参 考 文 献

- 1 Eady E T. Long waves and cyclone waves. *Tellus*, 1949, **79**:267 ~ 269.
- 2 Charney J G. The dynamics of long waves in a barocline westerly current. *J. Meteor.*, 1947, **4**:135 ~ 163.
- 3 Lindzen R. Nonlinear stability of zonally symmetric quasi-geostrophic flow. *Adv. At mos. Sci.*, 1994, **16**:107 ~ 118.
- 4 Mu M, Shepherd T G. Nonlinear stability of Eady's model. *J. At mos. Sci.*, 1994, **51**:3427 ~ 3436.
- 5 Liu Y M, Mu M. Nonlinear stability theorem for Eady's model of quasi-geostrophic baroclinic flow. *J. At mos. Sci.*, 1996, **53**:1459 ~ 1463.
- 6 Liu Yongming, Mu Mu. Nonlinear stability of generalized Eady's model. *J. At mos. Sci.*, 2001, **58**(4): 821 ~ 827.
- 7 Pedlosky J. *Geophysical Fluid Dynamics*. by Springer Verlag New York Inc. Printed in the United States of America. 1979.

INFLUENCE OF ENVIRONMENT PARAMETERS ON INSTABILITY OF GENERALIZED EADY'S MODEL

Zhang Lifeng Zhang Ming

(*Meteorological College, P. L. A. University of Science and Engineering, Nanjing 211101*)

Abstract

The baroclinic instability in generalized Eady's models is introduced and the influence of environment parameters on the instability is emphatically discussed. Not only in the model there exists the "short-wave cut-off" phenomenon similar to the classical Eady's model, but also there exists the "long-wave cut-off" phenomenon, which does not exist in the classical Eady's model. The former is not almost sensitive to environment parameters, but the latter is. The decrease of static stability parameter, the accretion of the vertical shear of the basic flow in the model bottom, the increase of latitude and decrease of the height of the model top are propitious to the instability in the model. The most instability in the generalized Eady's model appears in the synoptic scale wave range. The variations of amplitude and phase with altitude are analogous to those of the classical Eady's model. The isophase lines incline to west with altitude, but the amplitude is not symmetrical about the middle-level atmosphere.

Key words: Environment parameters Generalized Eady's model Instability