

低纬与中纬重力惯性波在非均匀场中发展和传播的比较分析*

夏友龙 郑祖光

(北京气象学院, 100081)

提 要

本文用WKBJ方法得到了低纬重力惯性波的方程组,讨论了它的发展和传播,并与中纬的重力惯性波作了比较,给出了低纬与中纬环境场对各自的重力惯性波影响的差异。

关键词: 低纬, 重力惯性波, 比较。

1 引 言

重力惯性波一直是气象工作者关注的课题。特别是Uccellini (1975)^[1]给出了一个有关重力波与雷暴之间因果关系的详细实例分析以后,更加引起人们的注意。巢纪平(1980)^[2]指出,层结(N^2)的变化对重力惯性波的发展起重要的作用。刘式适等(1987)^[3]给出了非静力平衡条件下重力惯性波振幅变化的表达式,从而肯定并扩展了文献[1]的结论。上述结论是在基本气流为零时得到的。实际上,与重力惯性波发展相联系的暴雨经常发生在高、低空急流附近,因此,环境场对重力惯性波的发展有重要的影响。文献[4]和[5]已就这个问题作出详细的论述。文献[4]中指出,中纬重力惯性波的发展主要取决于热成风偏差的分布。本文则讨论低纬的情形。

在低纬,一般大气斜压性较弱,因而流场上的热成风及其偏差都较小。那么,低纬重力惯性波的发展是否仍取决于热成风?如果不是,则由什么因素决定的?低纬与中纬的重力惯性波发展和传播有何不同?这些问题很有讨论的必要。下面我们从描述低纬大气的重力惯性波方程出发,采用WKBJ方法,给出低纬重力惯性波的发展和传播方程,并与文献[5]的中纬情形进行详细的比较,阐明二者的差异。

2 基本方程

文献[6]通过分析均匀场中中纬与低纬重力惯性波的差别,给出了描写低纬重力惯性波的方程组。本文沿用这个方程组,而且考虑了非均匀基本气流的影响,但只考虑 $\tilde{f}=2\Omega\cos\varphi$,未考虑 $f=2\Omega\sin\varphi$,于是把基本方程组写成。

* 1990年10月31日收到原稿,1991年11月15日收到最后修改稿。

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{du}{dt} + \tilde{f}W = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} \\ \frac{dv}{dt} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial y} \\ \frac{dw}{dt} + g \frac{\rho'}{\bar{\rho}} - \tilde{f}u = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} \\ \frac{d\theta}{dt} = 0 \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}w}{\partial z} = 0 \\ \rho' = -\frac{\bar{\rho}}{\theta} \theta' \end{array} \right. \quad (1)$$

为了数学上处理方便,设扰动与 x 无关,又设:

$$\begin{aligned} u &= \bar{U}(y, z) + u'(y, z, t), \quad v = v', \\ w &= w', \quad \theta = \bar{\theta} + \theta', \end{aligned}$$

其中 $\bar{U}$ 为基本气流。把上述关系式代入方程组(1),并将其线性化,得到,

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} + \left(\tilde{f} + \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \right) w = 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p'}{\partial y} \\ \frac{\partial w}{\partial t} + g \frac{\rho'}{\bar{\rho}} - \tilde{f}u = -\frac{\partial p'}{\partial z} \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} - M^2 \frac{\bar{\theta}}{g} v + \frac{\bar{\theta}}{g} N^2 w = 0 \\ \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \\ \rho' = -\frac{\bar{\rho}}{\theta} \theta' \end{array} \right. \quad (2)$$

其中

$$\left\{ \begin{array}{l} (u, v, w, \theta) = \bar{\rho} (u', v', w', \theta') \\ M^2 = -\frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y}, \quad N^2 = \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \end{array} \right. \quad (3)$$

令

$$\xi = -\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} = -\bar{U}_r, \quad \tilde{v}_a = \tilde{f} + \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} = \tilde{f} + \bar{U}_s, \quad (4)$$

将式(4)代入式(2),得到,

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial t} - \xi v + \tilde{v}_a w = 0 \\ \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p'}{\partial y} \\ \frac{\partial w}{\partial t} - \frac{g}{\bar{\theta}} \theta - \tilde{f}u = -\frac{\partial p'}{\partial z} \end{array} \right. \quad (5)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial \theta}{\partial t} - M^2 \frac{\bar{\theta}}{g} v + \frac{\bar{\theta}}{g} N^2 w = 0 \\ \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \end{cases}$$

为了把式(5)化成单变量方程, 引进流函数 Ψ , 则有

$$v = \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad w = -\frac{\partial \Psi}{\partial y},$$

于是可将式(5)化成只含 Ψ 的二阶偏微分方程:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \Psi_{,yy} + (\tilde{f} \tilde{v}_a + N^2) \Psi_{,yy} + (M^2 + \tilde{f} \bar{\xi}) \Psi_{,zz} \\ + \left(\frac{\partial M^2}{\partial y} + \tilde{f} \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial y} \right) \Psi_{,z} + \left(\tilde{f} \frac{\partial \tilde{v}_a}{\partial y} + \frac{\partial N^2}{\partial y} \right) \Psi_{,y} = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

其中 Ψ 的右下标表示对该自变量求偏导数。方程(6)就是我们用于讨论低纬 ($\varphi < 30^\circ \text{N}$) 重力惯性波的方程。以下用 WKBJ 方法进行讨论。

3 波群分析及波振幅方程

引入缓变量: $Y = \varepsilon y, Z = \varepsilon z, T = \varepsilon t, \varepsilon$ 为小参数, 这样, 式(6)中 $\tilde{v}_a, M^2, N^2$ 以及 $\bar{\xi}$ 均作为缓变函数。设流函数 Ψ 为:

$$\Psi = A e^{i\tilde{\theta}} \quad (7)$$

其中

$$\begin{cases} A = A(Y, Z, T) = A_0 + \varepsilon A_1 + \varepsilon^2 A_2 + \dots \\ \tilde{\theta} = lY + mZ - \omega T \end{cases} \quad (8)$$

将式(7)和(8)代入式(6), 可得:

ε^0 阶近似:

$$\omega^2(l^2 + m^2) = l^2(\tilde{f} \tilde{v}_a + N^2) + ml(M^2 + \tilde{f} \bar{\xi}) \quad (9)$$

ε^1 阶近似:

$$\begin{aligned} -\omega^2 \left[2l \frac{\partial A_0}{\partial Y} + A_0 \frac{\partial l}{\partial Y} + 2m \frac{\partial A_0}{\partial Z} + A_0 \frac{\partial m}{\partial Z} \right] \\ + 2\omega \frac{\partial}{\partial T} [(l^2 + m^2) A_0] + (l^2 + m^2) A_0 \frac{\partial \omega}{\partial T} \\ + (\tilde{f} \tilde{v}_a + N^2) \left(2l \frac{\partial A_0}{\partial Y} + A_0 \frac{\partial l}{\partial Y} \right) \\ + (M^2 + \tilde{f} \bar{\xi}) \left(m \frac{\partial A_0}{\partial Y} + l \frac{\partial A_0}{\partial Z} + A_0 \frac{\partial l}{\partial Z} \right) \\ + mA \left(\frac{\partial M^2}{\partial Y} + \tilde{f} \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial Y} \right) + lA \left(\tilde{f} \frac{\partial \tilde{v}_a}{\partial Y} + \frac{\partial N^2}{\partial Y} \right) = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

方程(9)表示重力惯性波的频散关系; 方程(10)则是重力惯性波的振幅方程。

由频散关系式(9)可得 Y 和 Z 方向的群速度分别是:

$$C_{\varepsilon Y} = \frac{\partial \omega}{\partial l} = \frac{2l(\tilde{f} \tilde{v}_a + N^2) + m(M^2 + \tilde{f} \bar{\xi}) - 2l\omega^2}{2\omega(l^2 + m^2)} \quad (11)$$

$$C_{sz} = \frac{\partial \omega}{\partial m} = \frac{l(M^2 + \tilde{f}\tilde{\xi}) - 2m\omega^2}{2\omega(l^2 + m^2)} \quad (12)$$

为了求出重力惯性波的能量方程,将振幅方程(10)两边同除以 ω 且同乘以 A_0 ,记 $L^2 = l^2 + m^2$,得到:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial T}(L^2 A_0^2) + \frac{L^2 A_0^2}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial T} + A_0^2 \frac{\partial L^2}{\partial T} + L^2 C_{sz} \frac{\partial A_0^2}{\partial Y} \\ & + L^2 C_{sz} \frac{\partial A_0^2}{\partial Z} + \frac{1}{\omega} A_0^2 (M^2 + \tilde{f}\tilde{\xi}) \frac{\partial m}{\partial Y} \\ & + \frac{1}{\omega} \left\{ (\tilde{f}\tilde{v}_a + N^2) - \omega^2 \right\} A_0^2 \frac{\partial l}{\partial Y} - \omega^2 A_0^2 \frac{\partial m}{\partial Z} \\ & + m A_0^2 \left(\frac{\partial M^2}{\partial Y} + \tilde{f} \frac{\partial \tilde{\xi}}{\partial Y} \right) + l A_0^2 \left(\tilde{f} \frac{\partial \tilde{v}_a}{\partial Y} + \frac{\partial N^2}{\partial Y} \right) \Big\} = 0 \end{aligned} \quad (13)$$

将 $C_{sz} L^2 A_0^2$ 及 $C_{sz} L^2 A_0^2$ 分别对 Y 和 Z 求偏导数,把求导结果代入式(13),并注意到,

$$\frac{\partial \omega}{\partial Y} = -\frac{\partial l}{\partial T}, \quad \frac{\partial \omega}{\partial Z} = -\frac{\partial m}{\partial T}, \quad \frac{\partial m}{\partial Y} = \frac{\partial l}{\partial Z} \quad (14)$$

经过推导,可以得到低纬重力惯性波的能量随时间变化的方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial T} + \nabla \cdot (\mathbf{C}_s E) = & -\frac{A_0^2}{2\omega^2} \left\{ l^2 \frac{\partial}{\partial T} \left(\tilde{f} \frac{\partial \bar{U}}{\partial Z} + N^2 \right) + ml \frac{\partial}{\partial T} (M^2 + \tilde{f}\tilde{\xi}) \right\} \\ & + \frac{A_0^2}{2\omega^2} \left[l \frac{\partial}{\partial Z} (M^2 + \tilde{f}\tilde{\xi}) - m \frac{\partial}{\partial Y} (M^2 + \tilde{f}\tilde{\xi}) \right] \end{aligned} \quad (15)$$

其中 $E = L^2 A_0^2$ 表示波的能量; $\mathbf{C}_s$ 是群速度矢量。

为了后面与文献[4]的相应结果作比较,我们把式(15)改写成:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial T} + \nabla \cdot (\mathbf{C}_s E) = & -\frac{A_0^2}{2\omega^2} \left\{ l^2 \frac{\partial}{\partial T} (\tilde{f} \bar{U}_z + N^2) + ml \frac{\partial}{\partial T} (M^2 + \tilde{f}\tilde{\xi}) \right\} \\ & + \frac{\tilde{f} A_0^2 L^2}{2\omega^2} (\nabla \bar{U}_r \wedge \mathbf{C}) \cdot \mathbf{i} + \frac{g A_0^2 L^2}{2\omega^2} \left(\nabla \frac{\partial \ln \bar{\theta}}{\partial Y} \wedge \mathbf{C} \right) \cdot \mathbf{i} \end{aligned} \quad (16)$$

其中符号“ $\wedge$ ”表示矢量乘,“ $\cdot$ ”表示标量乘。 $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ 分别是 x, y, z 方向的单位矢量,而

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial Y} \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial Z} \mathbf{k}.$$

波速矢量为:

$$\mathbf{C} = \frac{\omega(l\mathbf{j} + m\mathbf{k})}{L^2} \quad (17)$$

式(16)推导中用到:

$$\begin{aligned} (\nabla M^2 \wedge \mathbf{C}) \cdot \mathbf{i} = & \begin{vmatrix} \mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k} \\ 0 & \frac{\partial M^2}{\partial Y} & \frac{\partial M^2}{\partial Z} \\ 0 & \frac{\omega l}{L^2} & \frac{\omega m}{L^2} \end{vmatrix} \cdot \mathbf{i} = \frac{\omega}{L^2} \left(m \frac{\partial M^2}{\partial Y} - l \frac{\partial M^2}{\partial Z} \right) \\ = & -g \frac{\omega}{L^2} \left(\nabla \frac{\partial \ln \bar{\theta}}{\partial Y} \wedge \mathbf{C} \right) \cdot \mathbf{i} \end{aligned} \quad (18)$$

以及

$$(\nabla \mathbf{U}_r \wedge \mathbf{C}) \cdot \mathbf{i} = \begin{vmatrix} i & j & k \\ 0 & \frac{\partial \mathbf{U}_r}{\partial Y} & \frac{\partial \mathbf{U}_r}{\partial Z} \\ 0 & \frac{\omega l}{L^2} & \frac{\omega m}{L^2} \end{vmatrix} \cdot \mathbf{i} = \frac{\omega}{L^2} \left(m \frac{\partial \mathbf{U}_r}{\partial Y} - l \frac{\partial \mathbf{U}_r}{\partial Z} \right) \quad (19)$$

我们看到, 式(16)的右端共有三项: 第一项表示非定常因子的影响, 若大气基本流场以及温度层结 (N^2) 是定常的, 则此项作用为零; 第二项表示大气流场的影响; 第三项表示大气温度场的影响。以下分别进行讨论。

4 低纬重力惯性波的发展条件

4.1 非定常项对重力惯性波的影响

考虑方程(16)右端第一项, 记为:

$$\left[\frac{\partial E}{\partial T} + \nabla \cdot (\mathbf{C}_s E) \right]_1 = \frac{A_0^2 L^2}{2 \omega^2} \frac{l}{\omega} \left(\nabla \frac{\partial G^2}{\partial T} \wedge \mathbf{C} \right) \cdot \mathbf{i} \quad (20 a)$$

其中 $G^2 = \tilde{f} \bar{U} + g \ln \bar{\theta}$

我们称 G^2 为非定常作用量, $\tilde{f} \bar{U}$ 是流场部分, $g \ln \bar{\theta}$ 是温度场部分。先考虑流场的作用, 用类似的方法可以考虑温度场的作用。

西风急流北移的情形。

这时 $\nabla \frac{\partial G^2}{\partial T}$ 方向指向北, 根据方程(20 a), 向上传播的波动满足 $(\nabla \partial G^2 / \partial T \wedge \mathbf{C}) \cdot \mathbf{i} > 0$ 。一般情况下, $\omega > 0$, 若 $l > 0$, 则 $\partial E / \partial T > 0$ 。而向下传播的波动满足 $(\nabla \partial G^2 / \partial T \wedge \mathbf{C}) \cdot \mathbf{i} < 0$, 若 $l < 0$, 即波动向南传播, $\partial E / \partial T > 0$ 。由此可知, 在急流左侧, 向上传播的重力惯性波发展; 而其右侧向下传播的重力惯性波发展。

对于东风急流而言, 它的南移情形与西风急流北移的情形相同; 它的北移情形则与西风急流南移的情形相同。

我们知道, 我国南方一些地区的大降水过程经常发生在高空中纬西风急流南移, 低纬低空东风带北移的形势下。这时在高空和低空急流的左侧或右侧分别有下传的波和上传的波发展, 当二者配置适当时, 重力惯性波迅速发展, 导致大降水。

4.2 流场作用项对重力惯性波的影响

考虑方程(16)右端第二项, 记为:

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial E}{\partial T} + \nabla \cdot (\mathbf{C}_s E) \right]_2 &= \frac{\tilde{f} A_0^2 L^2}{2 \omega^2} (\nabla \bar{\mathbf{U}}_r \wedge \mathbf{C}) \cdot \mathbf{i} \\ &= \frac{\tilde{f} A_0^2 L^2}{2 \omega^2} |\nabla \bar{\mathbf{U}}_r| |\mathbf{C}| \sin \alpha \end{aligned} \quad (20 b)$$

其中 α 是向量 $\nabla \bar{\mathbf{U}}_r$ 与 $\mathbf{C}$ 之间的夹角。由(20 b)式看出, $\partial E / \partial T$ 与 $\sin \alpha$ 同符号, 特别当相对涡度梯度的方向与波传播的方向相同或相反时, 流场对重力惯性波的作用为零。一般情形则由图 1 表示。

从式(20 b)结合图 1 看出, 在西风急流情况下, 向下传播的波发展, 而向上传播的波

衰减。对于东风急流而言,向上传播的波衰减,而向上传播的波发展。由此可以推知,高空的西风急流有利于对流层中层的重力惯性波发展和传播,而低空的东风急流有利于低层的波动发展,在高、低空急流的交汇处大降水发生的机制是和高、低层重力惯性波的迭置发展相联系的。

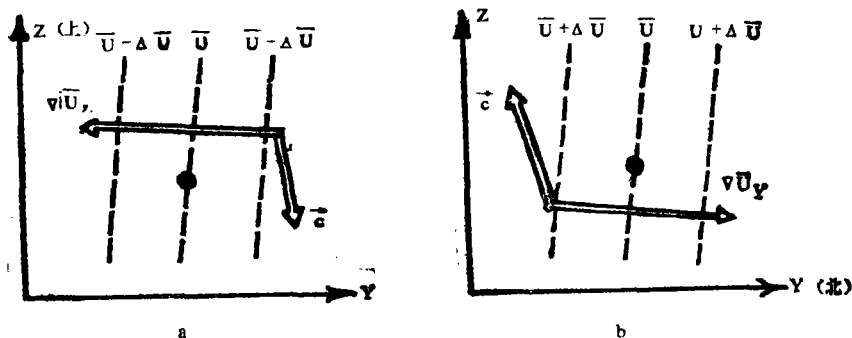


图 1 低纬流场与重力惯性波传播示意图
(a 西风急流($\bar{U} > 0, \Delta\bar{U} > 0$), b 东风急流($\bar{U} < 0, \Delta\bar{U} < 0$))

4.3 环境温度场对重力惯性波的影响

考虑方程(16)右端第三项,记为:

$$\left[\frac{\partial E}{\partial T} + \nabla \cdot (\mathbf{C}_e E) \right]_3 = \frac{g A_0^2 L^2}{2 \omega^2} \left(\nabla \frac{\partial \ln \bar{\theta}}{\partial Y} \wedge \mathbf{C} \right) \cdot \mathbf{i} \\ = \frac{g A_0^2 L^2}{2 \omega^2} \left| \nabla \frac{\partial \ln \bar{\theta}}{\partial Y} \right| |\mathbf{C}| \sin \beta \quad (20c)$$

其中 β 为向量 $\nabla \frac{\partial \ln \bar{\theta}}{\partial Y}$ 与 $\mathbf{C}$ 之间的夹角。当 β 在 $0-180^\circ$ 变化时, $\sin \beta > 0, \partial E / \partial T > 0$, 波发展; 当 $\sin \beta < 0$ 时, $\partial E / \partial T < 0$, 波衰减。关于冷、暖中心附近温度场对波的影响, 如图 2 所示。

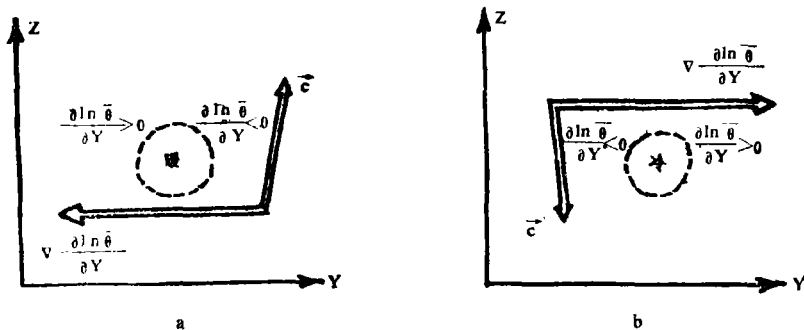


图 2 低纬温度场与重力惯性波传播示意图
(a 暖中心情形, b 冷中心情形)

从式(20c)结合图 2 看出,对于具有暖中心的温度场而言,向上传播的波发展,而向上传播的波减弱。对于具有冷中心的温度场而言,结论相反。可以推知,对流层中高层的加热作用有利于下传的重力惯性波发展,而低层的冷却作用有利于上传波的发展。天气分析中有这种情形: 由于降水时对流层中下层释放出凝结潜热,加热作用使重力惯性波加强,以致 700 或 850 hPa 天气图上分析出降水前未曾出现的明显的气压系统,有的预报员称

之为“下雨产生出来的系统”。

5 低纬与中纬重力惯性波发展和传播条件的比较

文献[4]中给出中纬重力惯性波的能量方程如下:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial T} + \nabla \cdot (\mathbf{C}_E E) = & -\frac{A_0^2}{2\omega^2} \left[l^2 \frac{\partial N^2}{\partial T} + ml \frac{\partial}{\partial T} f \bar{U}_z + M^2 \right] + m^2 \frac{\partial}{\partial T} f \bar{\xi} \\ & + \frac{gL^2 A_0^2}{2\omega^2} \left(\nabla \frac{\partial \ln \bar{\theta}}{\partial Y} \wedge \mathbf{C} \right) \cdot \mathbf{i} + \frac{fL^2 A_0^2}{2\omega^2} (\nabla \bar{U}_z \wedge \mathbf{C}) \cdot \mathbf{i} \end{aligned} \quad (21)$$

将方程(16)与方程(21)加以比较可知,方程(16)中考虑 $\tilde{f}$ 而未考虑 f ,而方程(21)刚好相反,这反映了低纬与中纬的动力学条件的差异。进而看出,在低纬和中纬,温度场对重力惯性波的作用是相同的,主要差别是非定常项和流场作用项。

5.1 关于非定常项

低纬与中纬的波能量方程中,非定常项之差为:

$$ml \frac{\partial}{\partial T} (f \bar{U}_z) + m^2 \frac{\partial}{\partial T} f \bar{\xi} - l^2 \frac{\partial}{\partial T} \tilde{f} \bar{U}_z - m l \frac{\partial}{\partial T} \tilde{f} \bar{\xi},$$

或

$$(mlf - l^2 \tilde{f}) \frac{\partial}{\partial T} \bar{U}_z + (m^2 f - ml \tilde{f}) \frac{\partial}{\partial T} \bar{\xi} \quad (22)$$

由式(22)知,当 $mf = l^2 \tilde{f}$ 时,低纬和中纬的非定常作用是相同的。

5.2 关于流场作用项

中纬重力惯性波的发展与流场上的热成风有关,而低纬重力惯性波的发展与流场的水平非均匀性(如涡度)有关,这可能是中纬与低纬的大气斜压性强弱的一种反映。

5.3 关于波的传播方向

图3是中纬流场与重力惯性波传播的示意图。从式(21)第三项结合图3看出,在西风急流区,向北传播的波发展,向南传播的波衰减;而在东风急流区,情况正好相反。

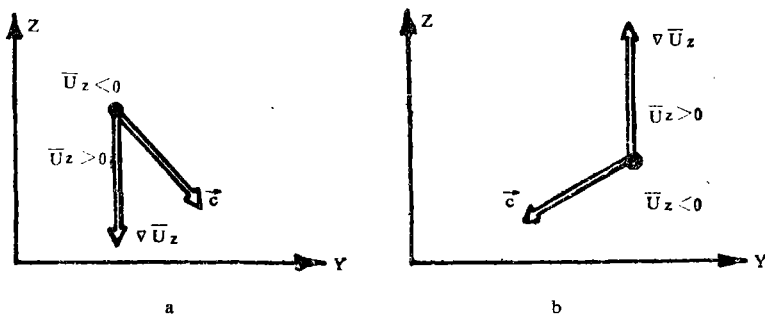


图3 中纬流场与重力惯性波传播示意图

(a 西风急流区, b 东风急流区)

比较低纬与中纬的情形看出,在中纬,向急流左侧传播的波是发展的,无论向上传播和向下传播的波都是如此。因而中纬度的低空急流和高空急流都能单独地或者共同地使急流左侧的重力惯性波得到发展。这和我们在上一部分所讨论的低纬情形有明显的不同。在低纬,西风急流使下传的波发展,而东风急流使上传的波发展,而且向急流左侧和

右侧传播的波都能发展。

从以上关于流场作用的分析看出,中纬重力惯性波发展与否主要与风场的垂直切变有关,而在低纬主要与流场的水平切变有关,即取决于基本流场的相对涡度分布的不均匀性。

6 低纬天气中的重力波及台风中的重力波

文献[7]分析了湘中地区(纬度 25° 至 30°N)暴雨过程中的重力波活动特征。指出水平温度梯度的非线性分布对重力波有激发作用,促使其发展,这和本文上述关于温度场作用的结果基本相符;指出当冷空气入侵湘中时,大尺度锋面的斜压性对重力波有激发作用;讨论了重力波与中尺度系统的关系以及各种天气形势下的重力波活动,并用单站逐时气压曲线的小振幅扰动来表征重力波。文献[8]分析了1977年5月27日到6月1日广东海丰、陆丰的特大暴雨过程。图4给出5月30日700 hPa和地面的流场。从图4a上明显看出基本流场上涡度分布的不均匀性,在槽线附近西风气流有南北向切变。相应地在单站逐时地面变压曲线图上,分析出小振幅的扰动(图略),但在高空和地面天气图上这种小扰动很难发现,在卫星云图上经过仔细分析也发现低层中间尺度的扰动。根据前述可以认为,这种小扰动是重力波发展的表现,它和高空不均匀流场、冷空气入侵该地区以及地面锋面对重力波的激发作用相联系。重力波在对流层中部基流的两侧均可发展。

台风是低纬度富有特征的天气系统,在其维持期间近于正压结构,且水平流场切变大。文献[9]指出,台风中起主要作用的是重力惯性内波,且在层结较不稳定、纬度较低、台风半径较小、台风螺旋臂数较大的条件下,台风中的重力波较不稳定。这表明,低纬度基本流场的水平切变对重力波的发生发展有重要的作用。

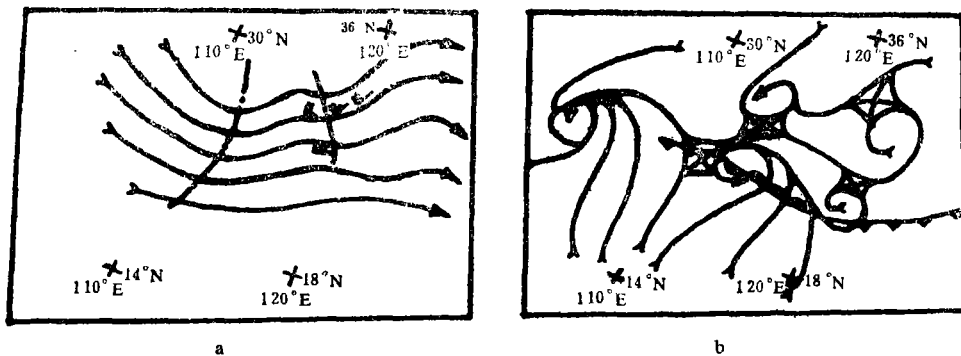


图4 1977年5月30日700 hPa流场(a)和地面流场(b)图

7 结语和讨论

本文通过讨论低纬重力波的发展和传播,并与中纬度的情形进行比较发现,温度场对低纬和中纬重力波的作用相同,即冷(暖)区使向上(下)传播的波发展,结论同文献[5]。而基本流场对低纬和中纬重力波的影响有明显的不同:在中纬,急流可以使向其左侧传播

的波发展,而且无论上传和下传的波都是如此。在低纬,急流可以使向其左右两侧传播的波都得到发展;在西风急流区,下传的波发展,而在东风急流区,上传的波发展。这些差异可能是低纬与中纬大气运动内在差异的一种反映。

需要说明,低纬与中纬重力波的上述差异不是绝对的,因为中、低纬度的划分本身并不是绝对的。本文在低纬 f 较小以及对流层斜压性较弱的情况下,经过对方程的简化,得到了流场的水平切变对重力波起重要作用的结论,但不否定风场的垂直切变(热成风)的作用,在 30°N 以南地区有时斜压性也很明显,存在对流层的中低层几支气流交汇使得重力波发展的情形。同样,在中高纬度强调热成风对重力波起重要作用时,也不能忽视流场水平切变的作用。对于究竟在基流的哪一侧有利于重力波发展的问题,也是如此。这样才能对复杂的重力波以及与之相联系的天气过程有全面的认识并作出合理的解释。

还需说明,本文对水平流场的非均匀性作了简化的考虑,即 $\bar{U}$ 不随 x 变化,因而非均匀场中只有涡度 $\bar{U}_y$,而无散度 $\bar{U}_x$ 。事实上,低纬流场的散度也是重要的,这个问题有待进一步研究。

参考文献

- [1] Uccellini L. W. A case study of apparent gravity wave initiation of severe convective storm. *Mon Wea Rev.* 1975, 103:497—513.
- [2] 巢纪平. 非均匀层结大气中的重力惯性波及其在暴雨预报中的初步应用. *大气科学*, 1980, 4(3):230—235.
- [3] 刘式适等. 地球流体惯性重力波作用量及稳定性. *大气科学*, 1987, 11(1):12—22.
- [4] 孙立潭等. 中尺度扰动的对称发展. *气象学报*, 1989, 47(4):394—400.
- [5] 贺海晏等. 切变流场中惯性重力内波的发展. *热带气象*, 1990, 6(3):
- [6] 肖永生. 中高纬地区与低纬地区重力惯性波特征的比较分析. *气象学报*, 1982, 40(4):417—429.
- [7] 湘中中、小尺度天气系统试验基地暴雨组. 中尺度暴雨分析和预报. 气象出版社, 1988, 203—222.
- [8] 朱翠娟. 1977年5月27日—6月1日广东海丰、陆丰特大暴雨分析. 中国科学院大气物理所集刊第9号, 科学出版社, 1980, 93—99.
- [9] 刘式适. 台风中的重力惯性波. 台风会议文集(1981), 上海科学技术出版社, 1981, 180—189.

COMPARISON OF CONDITIONS OF DEVELOPMENT AND PROPAGATION OF INERTIA-GRAVITY WAVE IN THE NONHOMOGENEOUS FIELDS IN LOWER-LATITUDE REGION WITH THOSE IN MIDDLE-LATITUDE REGION

Xia Youlong Zheng Zuguang

(Beijing Institute of Meteorology, Beijing 100081)

Abstract

Using WKBJ method, the equations of inertia-gravity wave (IGW) in the nonhomogeneous fields in lower latitude region are derived, the conditions of development and propagation of IGW are discussed. Comparing these conditions in lower-latitude region with those in middle-latitude region, the differences between them are indicated.

Key words: Low latitude, Inertia-gravity wave, Comparison.