

低空急流形成发展的一种可能机制 ——重力波的惯性不稳定*

林永辉

(中国气象科学研究院灾害天气研究中心, 北京, 100081)

廖清海

(中国科学院大气物理研究所, 北京, 100029)

王鹏云

(中国气象科学研究院灾害天气研究中心, 北京, 100081)

摘 要

当斜压大气在高空急流轴附近满足条件 $f(f - \partial \bar{u} / \partial y) < 0$ 时, 非地转运动激发出的重力惯性波将得到进一步的发展。此时, 斜压大气的地转适应过程无法实现, 非热成风和垂直环流之间将发生正反馈作用, 负的非热成风将激发并加强南部上升北部下沉的垂直环流, 垂直上升流的加强将导致低层低压系统的发展和低层流场的辐合, 使得低层低压系统南侧的气压梯度力增大, 结果在辐合区南侧形成低空急流。此外, 非热成风的分布对垂直环流和低空急流的形成发展也具有非常重要的作用。

关键词: 低空急流, 重力波, 惯性不稳定。

1 引 言

越来越多的研究表明, 低空急流的形成与发展常常伴随着暴雨的发生, 低空急流一个非常明显的特征是具有显著的地转偏差^[1, 2]。通常情况下, 大气中的非地转运动总是通过重力惯性波的频散迅速向地转运动调整的, 使大气运动始终处于准地转平衡状态。但是, 低空急流中的地转偏差却是持续稳定出现的。多年来, 有关这种地转偏差的形成和发展机理吸引了许多研究者的注意。

Matsumoto 和 Ninomiya^[3] 认为高层水平动量的垂直向下输送造成下层风速增大, 从而形成低空急流。Uccellini 和 Johnson^[4] 在研究了高空西风急流出口区高低空急流的耦合作用后指出上层大气通过惯性平流项产生非地转风, 非地转风通过垂直环流导致上下层质量和动量的适应调整, 在低层强迫导致变压风的增强, 形成低空急流。Nagata 和 Ogura^[5] 考虑了非绝热凝结加热在低空急流形成发展中的作用。高守亭和孙淑清^[6] 利用多参数展开的方

法指出变压风是造成低空急流中风速超地转的主要原因, 并认为变压风的形成是与高层辐散场的存在有关。斯公望^[7] 指出高空西风急流入口区右侧辐散可以造成对流层低层变压风, 由此引起低空急流的形成发展。陈受钧^[8] 和孙淑清等^[9] 针对中国暴雨发生的特点还指出高层东风急流和低空急流也能耦合发展形成低空急流。但需要指出的是, 如果不考虑适应过程的特性, 仅依靠某些产生非地转运动的因子, 是不足以说明低空急流中持续出现的地转偏差的。

陈秋士^[10] 利用分解算法指出平流过程导致的非地转风将激发出重力惯性波, 当水汽供给充分并处于饱和状态且大气处于条件不稳定时, 重力惯性波将不稳定发展, 热成风调整过程无法实现, 造成非热成风与垂直环流之间发生正反馈相互作用。作用结果一方面产生和加强了垂直环流, 另一方面维持和加大了非热成风, 在高层急流入口区下面形成一南部上升北部下沉的垂直环流, 南部垂直上升运动导致的凝结加热引起的局地升温减小了南北温差,

* 初稿时间: 2002 年 7 月 22 日; 修改稿时间: 2002 年 11 月 11 日。

资助课题: 科技部(G1998040907), 国家攀登 95 专 03 和国家自然科学基金(40105010)。

通过地转适应过程在其南部诱生出一个间接反环流, 该环流的低层分支向北运动, 在科氏力的作用下形成低空急流。但是注意到, 在低空急流形成之前, 充足的水汽来源成了问题。此时, 大气要满足以上两个假设条件是非常困难的。因此, 低空急流的形成和发展机理仍然值得进行进一步的探讨和研究。

文中将从重力波的惯性不稳定角度出发讨论低空急流的形成原因, 试图给出低空急流形成和发展的可能机制。

2 基本方程组

静力平衡下描述大气运动的方程组为:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial p} = f v - \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \omega \frac{\partial v}{\partial p} = -f u - \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + u \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + \frac{c^2}{p} \omega \\ = - \frac{R}{p c_p} \frac{dQ}{dt} \end{aligned} \quad (4)$$

其中, dQ/dt 表示单位时间单位质量的热流入量, $c^2 = \frac{R^2 T}{g} (r_d - r)$ 为与静力稳定度有关的参数, 其它符号为常用。为便于讨论, 暂不考虑非绝热加热。

引入如下特征量对以上方程组进行量纲分析:

$$\begin{cases} (u, v) = V(u', v') \\ \omega = W\omega' \\ (x, y, p, t) = (L_x x', L_y y', P p', \tau \tau') \\ \phi = \Phi \phi' \end{cases} \quad (5)$$

对于具有狭长带状的急流而言, 经向的特征尺度远小于纬向的特征尺度。因此, 取 L_y 比 L_x 小一个量级是合适的, 则对于大尺度运动可取:

$$\Phi = f V L_y \quad (6)$$

将式(5), (6)代入式(1)~(4)中进行量级分析, 略去小量并恢复到有量纲形式:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial y} = f v \quad (7)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -f u - \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + \frac{c^2}{p^2} \omega = 0 \quad (10)$$

为了线性化方程式(7)~(10), 引入:

$$\begin{cases} u = \bar{u}(y, p) + u' \\ (v, \omega) = (v', \omega') \\ \phi = \bar{\phi}(y, p) + \phi' \end{cases} \quad (11)$$

将式(11)代入式(7)~(10)可知(略去小量及“'”号):

$$\frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = f v \quad (12)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -f u - \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (13)$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial p} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial p} \right) + \frac{c^2}{p^2} \omega = 0 \quad (15)$$

至此, 得到适合讨论急流问题地转适应过程的线性方程组。

3 重力波解与惯性不稳定

为便于讨论, 进一步令 $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$ 和 $\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial p}$ 均为常数。由式(12), (13)及(15)可知:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right) + f \left(f - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \frac{\partial v}{\partial p} - \frac{c^2}{p^2} \frac{\partial \omega}{\partial y} = 0 \quad (16)$$

引入流函数 Ψ , 即:

$$\begin{cases} v = - \frac{\partial \Psi}{\partial p} \\ \omega = \frac{\partial \Psi}{\partial y} \end{cases} \quad (17)$$

又引入变换:

$$\xi = - \ln(p/p_0), \text{ 即 } p = p_0 e^{-\xi} \quad (18)$$

将式(17), (18)代入(16)得:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \right) + f \left(f - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \right) + \\ c^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = 0 \end{aligned} \quad (19)$$

进一步作变换:

$$\Psi = H(y, \xi, t) e^{-\xi/2} \quad (20)$$

且取形式解:

$$H(y, \xi, t) = A(t) e^{i(my + n\xi)} \quad (21)$$

将式(20), (21)代入(19)得:

$$\frac{d^2 A}{dt^2} + \left[f \left(f - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) + \frac{m^2 c^2}{n^2 + \frac{1}{4}} \right] A = 0 \quad (22)$$

初边值条件取为^[10]:

$$\begin{cases} (\frac{\partial \Psi}{\partial y})_{\xi=0} = (\frac{\partial \Psi}{\partial y})_{\xi=\infty} = 0 \\ (\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial \Psi}{\partial \xi})_{t=0} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial \Psi}{\partial \xi})_{t=0} = -f p u_{T_0}(y, \xi) \end{cases} \quad (23)$$

这里, $u_{T_0}(y, \xi)$ 为初始非热成风。

由以上方程及初边值条件可得到解:

$$\Psi = \frac{f p u_{T_0} \sinh(\sqrt{-\sigma} t)}{\sqrt{-\sigma}(n^2 + \frac{1}{4})} \quad (24)$$

其中

$$\sigma = f(f - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}) + \frac{m^2 c^2}{n^2 + \frac{1}{4}} \quad (25)$$

当不考虑 $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$ 且 $c^2 = -c_m^2$ (饱和湿绝热稳定度参数) 时, 式(24)即为 Chen^[10] 的解。由式(25)可以看出, 当不考虑层结效应(即 $c=0$) 且 $f(f - \partial \bar{u} / \partial y) < 0$ 时, 这即是重力波的惯性不稳定条件^[11]。

4 低空急流的形成发展

为了突出讨论重力波的惯性不稳定在低空急流形成发展中的作用, 这里暂且认为大气层结是中性的(即 $c=0$)。

方程式(13)对 p 求得:

$$\frac{\partial}{\partial t} (-\frac{\partial v}{\partial p}) = -f u_T \quad (26)$$

其中

$$u_T = (-\frac{\partial u}{\partial p}) - \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial y} (\frac{\partial \phi}{\partial p}) \quad (27)$$

为非热成风, 而 $(-\frac{\partial v}{\partial p})$ 是 x 方向涡度分量的一部分。由式(24)知, 当大气运动满足惯性不稳定条件时, 重力波将不稳定发展, 初始的非热成风平衡将无法达到, 亦即 $u_T \neq 0$ 。由式(26)可知, 此时, 非热成风和垂直环流之间将构成正反馈过程, 正的非热成风($u_T > 0$) 将加强南部下沉, 北部上升的反环流。负的非热成风($u_T < 0$) 将激发并加强正环流(即南部上升, 北部下沉的垂直环流), 南部的垂直上升运动($\omega < 0$) 将导致低层气压下降, 结果加大了垂直上升运动区低层南侧的气压梯度力; 另一方面, 北部下沉的垂直环流削弱了垂直上升运动区低层北侧的气压梯度力, 最后导致在垂直上升区的低层南侧风场加大形成低空急流。

将式(24)代入(17)中可知经向速度和垂直速度

$$\begin{cases} v = -\frac{f \sinh(\sqrt{-\sigma} t)}{\sqrt{-\sigma}(n^2 + 1/4)} (u_{T_0} + p \frac{\partial u_{T_0}}{\partial p}) \\ \omega = \frac{f p \sinh(\sqrt{-\sigma} t)}{\sqrt{-\sigma}(n^2 + 1/4)} \frac{\partial u_{T_0}}{\partial y} \end{cases} \quad (28)$$

由式(12)及(28)知纬向速度的变化为:

$$\Delta u = \frac{f(f - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y})}{(-\sigma)(n^2 + 1/4)} (u_{T_0} + p \frac{\partial u_{T_0}}{\partial p}) \cdot [1 - \cosh \sqrt{-\sigma} t] \quad (29)$$

从式(28)和(29)可以看出, 垂直环流和水平风场的激发和加强不仅仅依赖于非热成风本身, 而且与它的经向和垂直分布有密切的关系。当已知初始非热成风的分布后, 由式(28)和(29)可知经向风、垂直运动的分布及纬向风的变化。

下面给出一简单的初始非热成风分布, 探讨一下非热成风和垂直环流的相互正反馈作用导致的物理场的变化。在高空急流入口区下面设初始非热成风为:

$$u_{T_0} = a \cos(\frac{2\pi}{L_y} y) e^{-(0.2 + \xi)^2} \quad (30)$$

式中, 高空急流轴位置为 $y=0$, $a=-1$ m/s, 经圈方向的取法与 Chen^[10] 一致。与 Chen^[10] 的初始非热成风相比较, 上式中初始非热成风的强度并不大。计算中, p_0 取 1000 hPa, L_y 取 800 km, 纬度取为 30° , $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$ 取 $1.8 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $n = \frac{2\pi}{L_\xi} = \frac{2\pi}{2H_\xi}$, 而 H_ξ 取 1.214 (对应的高空急流轴为 300 hPa)。

计算表明, 经过 15 h 后, 在高空急流轴以南 400 km 处低层纬向风的变化可达 12 m/s (图 1), 最大的上升运动发生在高空急流轴以南 200 km 处 (图 2)。从计算结果可以看出, 虽然初始非热成风的强度并

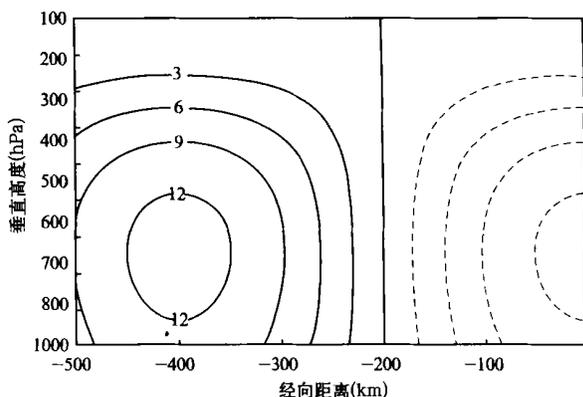


图 1 15 h 后纬向风的变化
(单位: m/s)

不大,但由于此时非热成风平衡并不能达到,非热成风和垂直环流之间存在正反馈作用,其相互作用导致低层流场的改变是非常明显的。

当考虑到大气的层结效应时,由式(25)可知,稳定层结($c^2 > 0$)对重力波的发展起抑制作用,而不稳定层结($c^2 < 0$)则加强了重力波的发展,使低空急流得到进一步的发展。

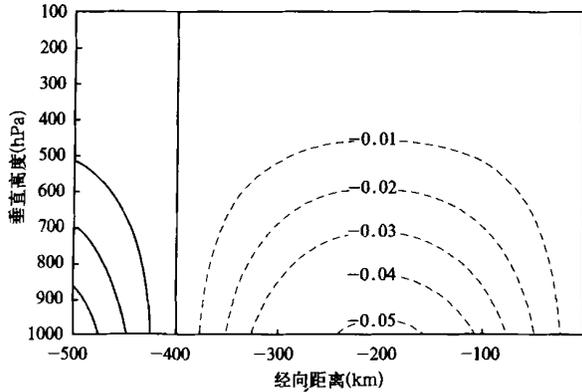


图2 垂直速度的分布
(单位: hPa/s)

5 结论和讨论

当高空急流轴附近出现非地转运动且运动满足条件 $f(f - \partial \bar{u} / \partial y) < 0$ 时,重力波将不稳定发展,非热成风平衡将无法达到,非热成风和垂直环流之间将发生正反馈作用,负的非热成风将激发并加强南部上升北部下沉的垂直环流。在合适的非热成风分布条件下,垂直上升流的加强将导致低层低压系统的发展和低层流场的辐合,增大了低层低压系统南侧的气压梯度力,从而形成低空急流。

文中给出了低空急流形成发展的一种可能机制。在非热成风和垂直环流的相互作用下,当低层流场初步形成辐合上升运动后,源源不断的水汽随着低空急流进入辐合区。此时,非绝热凝结加热的作用就不能忽略了,强烈的非绝热凝结加热进一步加强了辐合上升运动,导致低空急流的进一步发展,最后形成持续而强大的低空急流。

参考文献

- 1 Akiyama T. Frequent occurrence of heavy rainfall along the north side of low-level jet stream in the Baiu season. *Pap Meteor Geophys*, 1973, 24: 379~ 388
- 2 陶诗言等. 中国之暴雨. 北京: 科学出版社. 1980. 225pp
- 3 Matsumoto S, Ninomiya K. On the meso scale and medium scale structure of cold front and relevant vertical circulation. *J Meteor Soc Japan*, 1971, 49: 648~ 668
- 4 Uccellini LW, Johnson D R. The coupling of upper and lower tropospheric jet streaks and implication for development of severe convective storm. *Mon Wea Rev*, 1979, 107: 582~ 703
- 5 Nagata M, Ogura Y. A modeling case study of interaction between heavy precipitation and a low-level jet over Japan in the Baiu season. *Mon Wea Rev*, 1997, 119: 1309~ 1336
- 6 高守亭, 孙淑清. 次天气尺度低空急流的形成. *大气科学*, 1984, 8(2): 178~ 188
- 7 斯公望. 论东亚梅雨锋的大尺度环流及其次天气尺度扰动. *气象学报*, 1989, 47(3): 312~ 323
- 8 陈受钧. 梅雨末期暴雨过程中高低空急流的耦合——数值试验. *气象学报*, 1989, 47(1): 8~ 15
- 9 孙淑清等. 梅雨期暴雨过程中高低空流场耦合关系的分析与数值试验. 见: 中国科学院大气物理研究所编. 东亚季风和中国暴雨. 北京: 气象出版社, 1998. 327pp
- 10 Chen Q. The instability of the gravity inertia wave and its relation to low-level jet and heavy rainfall. *J Meteor Soc Japan*, 1982, 60: 1041~ 1057
- 11 曾庆存. 数值天气预报的数学物理基础. 北京: 科学出版社, 1979. 466pp

A POSSIBLE DEVELOPING MECHANISM OF LOW LEVEL JET —THE INERTIAL INSTABILITY OF GRAVITY WAVE

Lin Yonghui

(*Chinese Academy of Meteorological Sciences, Beijing 100081*)

Liao Qinghai

(*Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029*)

Wang Pengyun

(*Chinese Academy of Meteorological Sciences, Beijing 100081*)

Abstract

In this paper, the relationship of low-level jet with gravity waves generated near upper-level jet is investigated by using an extended normal mode method. The analytic solutions indicate that the gravity waves stirred by ageostrophic disturbances near upper-level jet will develop as the baroclinic atmosphere satisfies the inertial unstable condition. It is impossible to complete baroclinic geostrophic adjustment under the condition, this unbalance process leads to the positive feedback interaction between non-thermal wind and vertical motion, and negative non-thermal wind stirs and consolidates thermally direct circulation (i.e. descending cold air and rising warm air). For the negative non-thermal wind under the entrance of upper-level jet, the developing of vertical ascending motion leads to deepen the low and intensify the convergence of low-level atmosphere, and indirectly increases the pressure gradient force in the southern part of the low. As a result, intensifying pressure gradient force causes large wind speeds, and finally the low-level jet develops in the southern part of the vertical ascending area. In addition, the vertical and horizontal distributions of non-thermal wind are also very important to the development of vertical circulation and low-level jet. For a given weak non-thermal wind distribution, the result indicates that a large wind speed center located in the southern part of the ascending area emerges in low-level atmosphere after several hours.

Key words: Low-level jet, Gravity waves, Inertial instability.