

中层大气重力波的一种激发机制 及其数值模拟

I. 非地转不稳定和波结构

陈金中 黄荣辉

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100080)

提 要

本文用 FGGE 资料分析了 1979 年 2 月—3 月一次爆发性增温期间平流层环流的不稳定性, 从而说明在平流层爆发性增温期间伴随产生大振幅重力波活动的原因。分析结果表明: 在平流层爆发性增温期间, 大气中存在着很强的并且是系统性的非地转运动, 从而产生非地转不稳定。强烈的地转偏差的存在激发出大振幅重力波。我们还应用一个线性化扰动方程求得了非地转不稳定判据; 并且用数值方法分析了这次爆发性增温期间基流的特征潜点和不稳定波结构。计算结果表明基流满足非地转不稳定条件, 具有快波性质的波动出现了不稳定。

关键词: 中层大气; 重力波; 非地转不稳定。

一、引 言

人们过去把重力波看成一种气象噪音, 在大气环流模式中设法将它滤去。事实上, 重力波也是大气中的一种固有波动, 象 Rossby 波一样, 在维持和控制中层大气环流方面起着重要作用。波在传播中其能量密度是守恒的, 在垂直传播中其振幅与大气密度平方根成反比, 从密度大的下层 (如对流层) 传播到密度小的上层 (如中层), 波的振幅随高度增大, 本来在对流层不引人注目的重力波到了中层就成了很可观的现象^[1]。人们已经认识到重力波对涡动动量的输送以及重力波在中间层的破碎造成的动力阻尼是不能忽略的。随着对中层大气重力波研究的深入, 曾被排除在数值模式之外的重力波又出现在大气环流模式之中^[2]。

大气重力波的空间尺度变化范围是极广的, 它可以由大气边界层内的 Kelvin-Helmholtz 切变不稳定产生的波长为几百米的重力波到波长为全球范围的大气潮汐波, 因而对不同尺度的重力波的观测分析方法也不同。朱迅^[3]总结了中层大气重力波研究的进展, 包括重力波的观测分析方法, 中层大气重力波的传播规律和重力波破碎参数化等方面。

观测分析表明, 冬季中层大气温度廓线明显地显现出一种波状结构, 垂直尺度大都为 10 km。在平流层爆发性增温期间, 中层大气温度廓线在不同时刻差异是很大的, 局

地温度变化在几小时内可达 70—80℃。Heath 等^[4]曾对这种情况作了分析, 认为爆发性增温期间中层大气局地温度变化很大是由一种周期为 2—4 h, 垂直波长为 10—15 km 的大振幅重力波作用造成的。但是, 平流层和中间层这种大振幅重力波是如何产生的一直都不清楚^[1]。

在中层大气重力波的研究中, 通常认为上传重力波主要是由过山气流形成的地形波, 基本气流垂直切变不稳定产生的重力波, 积云对流系统, 锋面活动等过程产生的重力波。这些对流层中的重力波源主要激发出高频重力波来(科里奥利力可以忽略, 波频都高于惯性振荡频率), 然而观测表明在很多高度上重力波能量谱主要是由接近惯性振荡频率的运动组成的。

Lindzen^[5]在研究重力波破碎时曾指出中间层的重力波(除潮汐波)有可能就是在平流层和中间层产生的, 但他没有进一步证实这种可能性。

我们知道, 平流层和中间层不会象对流层那样自己产生各种波动。但一般来说, 只要大气不是处于完全的地转平衡状态, 则各种非地转因素导致的地转适应过程总是伴随着重力波的产生。Andrews 等^[6]分析了一次典型的平流层爆发性增温过程期间(1979 年 2 月) 10 hPa 上大型环流的特征。在爆发性增温前, 环流为一绕极区的冷涡, 而在爆发性增温期间, 极涡分裂为两个低涡, 中心分别位于 (80°E, 40°N) 和 (90°W, 40°N), 两个最冷区位于 (50°E, 55°N) 和 (100°W, 55°N)。以后的计算表明, 此次爆发性增温期间伴随着很强的非地转运动, 进一步的工作将表明: 大范围的非地转运动是中层大气低频重力波活动的一个源区。

二、一次爆发性增温期间地转偏差分析

1979 年 1—2 月北半球发生了一次典型的平流层爆发性增温。1 月 25 日和 2 月 6 日发生了两次较小的增温, 主要的一次增温从 2 月 22 日开始, 至 26 日结束。

图 1 是 10 hPa 高度上沿 80°N 纬向平均温度的时间演变图。在最后一次的主要增温时, 纬向平均风场由西风转为东风^[6], 3 月初温度又有回落。

用 FGGE 的第一个特殊观测期 (SOPA) 资料分析 1979 年 2 月 12 日—3 月 4 日 10 hPa 上地转偏差, 由下式计算:

$$\Delta u = u - u_g = u + \frac{1}{2\Omega \sin \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial \Phi}, \quad (1)$$

$$\Delta v = v - v_g = v - \frac{1}{2\Omega \sin \varphi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}, \quad (2)$$

其中 u 、 v 、 Φ 是实测值。计算结果表明, 地转偏差 Δu 、 Δv 大致在 2 月 22—24 日达到最大。正的地转偏差中心值达到 45 m/s 和 50 m/s (分别为 Δu 、 Δv); 负的地转偏差最大值达 57.3 m/s 和 62.0 m/s。

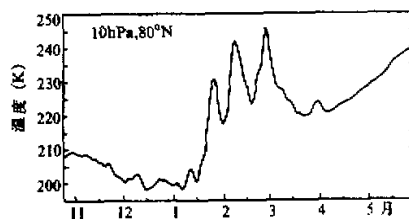


图 1 1979 年的爆发性增温过程
(引自文献[6])

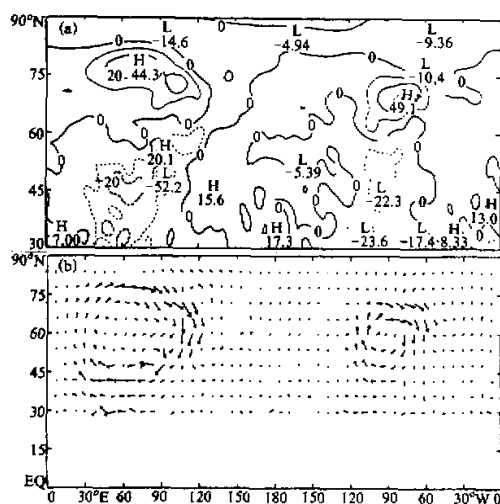
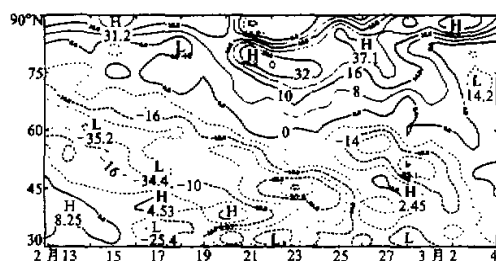


图 2 1979 年 2 月 22 日地转偏差分布

(a) Δu ; (b) Δu 与 Δv 合成矢量图图 3 沿 60°E 的地转偏差(Δu)时间剖面图等值线间隔 10m/s

(图略), 与爆发性增温最强的那天(2月22日)比较可知, 此时地转偏差已经很小, 不再有很强的系统性的非地转运动。事实上, 到3月4日, 地转适应过程已经完成, 大气运动又是准地转的。从以上的分析可知, 运动的非地转性与爆发性增温有着很好的对应关系, 在爆发性增温期间, 运动是强烈非地转的。

三、球面上非地转不稳定

1. 不稳定判据

曾庆存^[7]曾讨论了 β 通道上非地转不稳定类型, 指出正压原始方程包含着三类不

图 2a 是 2 月 22 日 12 时 10 hPa 上地转偏差 Δu 的分布图 (Δv 的分布图略)。 Δu 的大值区 (即非地转运动最显著的区域) 位于 $(70^\circ\text{E}, 75^\circ\text{N})$ 和 $(70^\circ\text{W}, 70^\circ\text{N})$ 。如果把 Δu 、 Δv 画成矢量图, 则如图 2b 所示, 可以看出, 这次爆发性增温期间, 在高纬存在两个系统性的反气旋性地转偏差 (相当于两等压面间的厚度增大), 中心位于 $(60^\circ\text{E}, 60^\circ\text{N})$ 和 $(90^\circ\text{W}, 60^\circ\text{N})$, 这种分布与本次爆发性增温主要是由 2 波引起的结论相一致^[6]。

图 3 是沿 60°E 的 Δu 在整个爆发性增温期间过程中的时间演变图。可以看出, 中高纬的地转偏差随时间向南移动, 并且在 22—26 日达到最大值, 从图上看, 正负地转偏差最大值分别出现在 22 日和 23 日, 数值分别为 48.2 m/s 和 -50.3 m/s 。

我们也分析了沿 75°N 的地转偏差随时间的变化 (图略), 其中 Δu 随时间略向西移, 而 Δv 的移动特性不明显。但地转偏差的演变特性与前面是一致的, 即在爆发性增温期间, 地转偏差最大, 而在爆发性增温前后, 地转偏差都较小。我们也分析了 3 月 4 日的地转偏差图

稳定, 分别是广义正压不稳定, 惯性不稳定 (包含对称不稳定) 和超高速不稳定。

由于平流层爆发性增温主要发生在平流层中下部, 大致在 100—10 hPa 表现最为明显, 垂直尺度大约为 10 km。虽然爆发性增温是一种区域现象, 但有沿球面的传播, 因此有必要考虑球面情形。平流层大气比较均一, 可近似为正压的。取带状基本气流 $\bar{u} = \bar{u}(\varphi)$, 记

$$f = 2\Omega \sin \varphi, \quad U' = \frac{\partial \bar{u} \cos \varphi}{a \cos \varphi \partial \varphi}, \quad C_0^2(\varphi) = \bar{\Phi}(\varphi) = g \bar{h}(\varphi). \quad (3)$$

线性化正压扰动方程为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) u' - (f - U') v' = - \frac{\partial \Phi'}{a \cos \varphi \partial \lambda}, \quad (4)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) v' - \left(f + \frac{2\bar{u} \tan \varphi}{a} \right) u' = - \frac{\partial \Phi'}{a \partial \varphi}, \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) \Phi' + \frac{\partial C_0^2 u'}{a \cos \varphi \partial \lambda} + \frac{\partial C_0^2 v' \cos \varphi}{a \cos \varphi \partial \varphi} = 0. \quad (6)$$

可推得位涡方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) q' + \frac{\partial \bar{q}}{a \partial \varphi} v' = 0, \quad (7)$$

其中 $\bar{q}$ 是基流的位涡, $\bar{q} = \bar{\Phi} / C_0^2 (f - U')$, q' 是扰动的位涡, $q' = \frac{\bar{\Phi}}{C_0^2} \left[\frac{\partial v'}{a \cos \varphi \partial \lambda} - \frac{\partial u' \cos \varphi}{a \cos \varphi \partial \varphi} - \frac{(f - U') \Phi'}{C_0^2} \right]$, $\bar{\Phi}$ 是全球平均位势, 为一常数。

由方程组和球面积分性质, 可推得以下 3 个积分:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint_s \frac{C_0^2}{2} \left[u'^2 + v'^2 + \frac{\Phi'^2}{C_0^2} \right] ds = - \iint_s C_0^2 u' v' \left(\frac{\partial \bar{u}}{a \partial \varphi} + \frac{\bar{u} \tan \varphi}{a} \right) ds, \quad (8)$$

$$\iint_s \frac{C_0^4 a \cos \varphi}{\bar{\Phi} (\partial \bar{q} / a \partial \varphi)} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{q'^2}{2} \right) ds = - \iint_s a \cos \varphi \frac{\partial u' \Phi'}{\partial t} ds, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} & \iint_s \frac{C_0^4 (\bar{\lambda}_r - \bar{\lambda}) a \cos \varphi}{(\partial \bar{q} / a \partial \varphi)} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{q'^2}{2} \right) ds \\ & + \frac{\partial}{\partial t} \iint_s \left\{ \left[1 - \frac{(\bar{u}_r - \bar{u})^2}{C_0^2} \right] u'^2 + v'^2 + \frac{1}{C_0^2} [\Phi' - (\bar{u}_r - \bar{u}) u']^2 \right\} ds = 0, \end{aligned} \quad (10)$$

其中 $\bar{\lambda} = \bar{u} / a \cos \varphi$ 是基流角速度, $\bar{\lambda}_r$ 是引入的参考角速度, 可取为任意常数, 那么 $\bar{u}_r = \bar{\lambda}_r a \cos \varphi$ 便是某种参考速度。上面的 (8)、(9)、(10) 各式即扰动的整体性质。

大气中大尺度运动常有较强的非地转风分量, 一般认为产生和维持这样的非地转运动的机理是非地转不稳定, 地形强迫, 热力激发和非线性相互作用等。我们在这里重点讨论非地转不稳定的作用。

由积分性质 (10) 式可知, 如果对任一常数 $\bar{\lambda}_r$, 流体内都有 $(\bar{\lambda}_r - \bar{\lambda}) / \frac{\partial \bar{q}}{a \partial \varphi} < 0$ 或者是 $1 - (a \cos \varphi \bar{\lambda} - \bar{u})^2 / C_0^2 < 0$ 的区域, 那么运动可能是不稳定的。这就是运动不稳定的

必要条件。

对应于 $(\bar{\lambda}_r - \bar{\lambda}) / \frac{\partial \bar{q}}{a \partial \varphi} < 0$ 的不稳定, 如果采用准地转理论, 则只对应一般的正压不稳定, 此时 q 代表准地转位涡, 但在非地转模式中, 与 $(\bar{\lambda}_r - \bar{\lambda}) / \frac{\partial \bar{q}}{a \partial \varphi} < 0$ 有两类不稳定, 其一是正压不稳定在非地转模式中的推广, 可称为广义正压不稳定; 其二是惯性不稳定, 惯性不稳定只在非地转模式 (原始方程模式) 中才存在, 相应的扰动是非地转的。

在非地转模式中, 与 $(a \cos \varphi \bar{\lambda}_r - \bar{u})^2 > C_0^2$ 相对应的不稳定是超高速不稳定。此类不稳定也被排除在准地转模式之外。

很多研究者讨论了行星尺度流惯性不稳定的必要条件^[8, 9]: 对任意参考角速度 $\bar{\lambda}_r$, 流体内存在 $(\bar{\lambda}_r - \bar{\lambda}) / \frac{\partial \bar{q}}{a \partial \varphi} < 0$ 和 $(f + \frac{2\bar{u} \tan \varphi}{a})(f - U') < 0$ 的区域。

超高速不稳定的必要条件是: 基本气流 $\bar{u}$ 存在经向切变, 且对任意参考角速度 $\bar{\lambda}_r$, 流体内都存在 $(a \cos \varphi \bar{\lambda}_r - \bar{u})^2 > C_0^2$ 的区域。

在实际大气, 几种不稳定条件可能是同时满足的, 此时的不稳定是某种混合性质的不稳定。

2. 不稳定条件的计算

我们用 2 月 22 日基流计算了各类不稳定条件。为方便起见, 取参考角速度 $\bar{\lambda}_r \equiv 0$ 。

从图 4 中看出, 流体内存在 $\bar{\lambda} / \frac{\partial \bar{q}}{a \partial \varphi} > 0$ 和 $(f + \frac{2\bar{u} \tan \varphi}{a})(U' - f) > 0$ 的区域, 故而满足广义正压不稳定和惯性不稳定条件, 但超高速不稳定无法达到, 此时 C_0 约为 $\sqrt{gh} = \sqrt{gH_e} \approx 315 \text{ m/s}$ (其中 H_e 是所取的大气等效厚度), 而 $\bar{u}$ 最大值只能达到 70 m/s 左右。

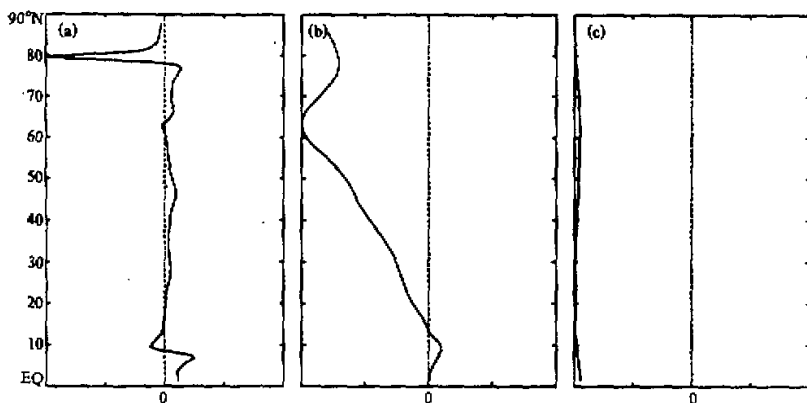


图 4 三类不稳定条件的计算结果

(a) 广义正压不稳定条件; (b) 惯性不稳定条件; (c) 超高速不稳定条件

四、1979 年爆发性增温期间扰动的谱点和波结构

1. 数值方法

前面我们讨论的只是不稳定的必要条件, 可以用数值方法更详细地分析平流层爆发性增温期间扰动的特征谱点和特征波动。

曾庆存等^[10-12]用差分方法详细地讨论了 β 通道上旋转二维可压缩流动的谱和特征函数, 并采用类似的方法讨论了正压大气超高速不稳定下的谱和波结构。我们采用同样的跳网格差分格式 (详见文献[10]), 将北半球区域分为 24 个格点, 得到一组差分方程 (详细过程省略), 用 QR 算法求得 68 组特征值和特征函数。

在方程组(4)~(6)无量纲化过程中, 取如下无量纲量:

$$\tilde{u} = \frac{1}{\sqrt{gH_e}} u', \quad \tilde{v} = \frac{1}{\sqrt{gH_e}} v', \quad \tilde{h} = \frac{1}{H_e} h',$$

$$\tilde{t} = 2\Omega t, \quad \overline{H_{(e)}} = \frac{1}{H_e} \bar{h}_{(e)}, \quad \overline{\omega} = \frac{\tilde{u}}{2a\Omega \cos \varphi},$$

并且令 $\hat{u} = \overline{H_{(e)}} \tilde{u}$, $\hat{v} = \overline{H_{(e)}} \tilde{v}$, 设方程组有如下形式解:

$$(\hat{u}, \hat{v}, \hat{h}) = (u_{s(\varphi)}, i v_{s(\varphi)}, z_{s(\varphi)}) e^{i(s\lambda - \sigma t)}.$$

则把问题化为求解特征值问题了, 其中 s 是波数, σ 是波频, u_s 、 v_s 、 z_s 是随纬度变化的振幅 (均为无量纲量)。

2. 结果分析

为了突出爆发性增温区域的非地转特性, 我们选取局地纬向平均基流作计算, 选取的区域为非地转运动最强烈的位置。为了便于比较, 先取基流为静止态作了计算。

基流为 0 时, 实际上可以求出正压扰动方程特征波动的解析解。从理论分析和数值方法都可以看出 (图略): 基流为静止态时, 方程组存在 3 支离散谱, 有一支是移动性的慢波, 即 Rossby 波, 其移速以 $\bar{u} = 0$ 为聚点, 另外两支分别是东传和西传重力波。特征频率全是实数。从频谱上可以看出, 快波与慢波的波速在量级上相差很大, 即便是最慢的快波 (即第一个东传重力

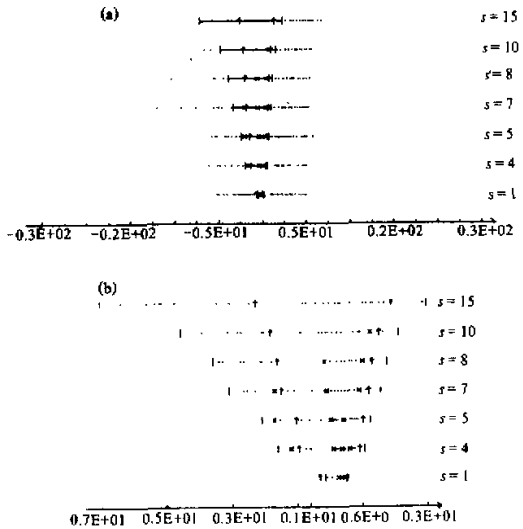


图 5 取实际基流时的谱点分布

(a)全部谱点; (b)局部放大

其中画“x”的点是不稳定谱点

波和第一个西传重力波)和慢波也是明显可分的。

在 $\bar{u}$ 取实际基流作计算时,情况发生了改变。图5是特征谱点的分布,我们只画了 $s=1, 4, 5, 7, 8, 10, 15$ 几种情形。从图中可以看出,方程组的特征谱点发生了很大变化,从频谱上看,快波和慢波已不可分,发生了混合。我们把第23个谱点和第45个谱点所在位置画上“↑”(在 $\bar{u}=0$ 时,把特征频率按数值由小到大排列,第23个谱点和第45个谱点分别对应于第一个西传和东传重力波)。图中两条竖线之间的谱点属于连续谱(即 $s\omega_{\min} \leq \text{Re}(\sigma) \leq s\omega_{\max}$ 区域,其中 s 为波数, $\omega_{\min}, \omega_{\max}$ 分别是基流无量纲化后的最小值和最大值, σ 是无量纲频率。满足上面不等式的频谱,使得方程出现奇异点)。我们把整个连续谱区用一条线连起来。为了更细致地研究谱点的分布,把画“↑”区域放大,可以发现,除 $s=1$ 外,第一个西传重力波都落入了连续谱区,这说明快慢波的确发生了混合。图中画“×”的是不稳定谱点,在 $s=4, 5, 7$ 时最快的不稳定谱点落在西传重力波区。实际上,最靠近慢波的几个波动已变为一种混合波。这几个不稳定波是有快波性质。

图6是基流为0时和基流不为0时两个波的经向结构。图6a、6b是 $\bar{u}=0$ 时的情形。我们只画了波数 $s=5$ 时的两个西传重力波(经向指数 $l_{wg}=2, 5$)。可以看出, $\bar{u}=0$ 时特征波动呈现出典型的简谐波结构。图6中c、d分别与a、b对应,但为有基流时的情形。可以看出基流对波结构的影响是很大的。其中图6c所示的特征波动属于连续谱,其频率为实数并且落在 $[s\omega_{\min}, s\omega_{\max}]$ 之内。图6d对应的特征波动是一个不稳定波,其频率为复数,实际上图6d所示的是 $s=5$ 时最快的那个不稳定波的经向结构。

从图7中可以看出,不稳定谱点的特征函数呈现出一种准简谐结构。由理论分析知,在准地转模式中,应有 z 与 v 同位相, u 与 v 相差 $\pi/2$ 位相。但在图上, z 与 v 不同位相,这可以说明此不稳定模为非地转不稳定性质的。

表1是 $s=4, 5, 7$ 时最快的不稳定波的频率及增长率(都为无量纲量);从量值上看,波的增长率是小的。

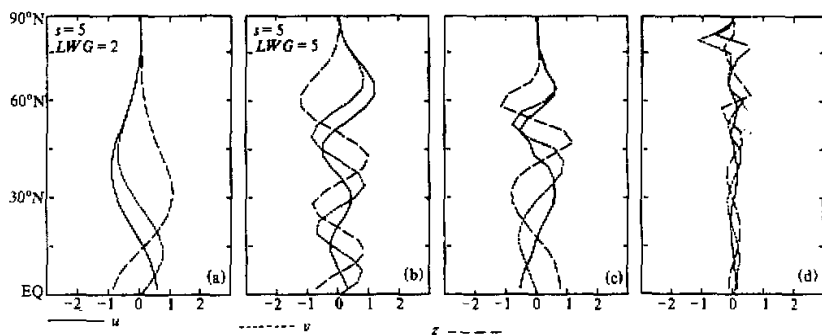
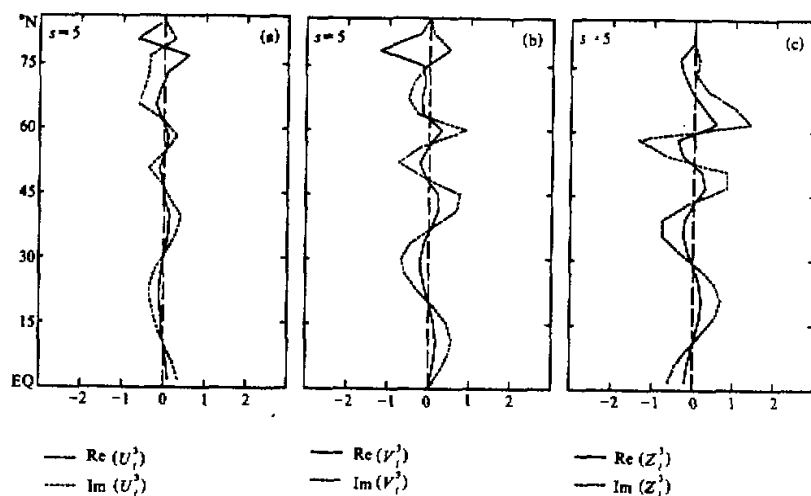


图6 无基流与有基流时的波动结构

图中标明了波数以及西传重力波的经向指数

(a)、(b)为 $\bar{u}=0$ 时的情形; (c)、(d)为 $\bar{u} \neq 0$ 时的情形, 其中(c)属于连续谱, (d)是不稳定波

图 7 $s=5$ 时最快不稳定波 u , v , z 的结构

实线是特征函数的实部; 点线是特征函数的虚部

表 1 $s=4, 5, 7$ 时最快的不稳定波的频率及增长率

波数	波频	增长率
$s=4$	-1.526	0.4620×10^{-3}
$s=5$	-2.033	0.6843×10^{-2}
$s=7$	-2.000	0.3808×10^{-2}

五、结 论

从以上的分析知道, 在平流层爆发性增温期间, 大气中存在着很强的大振幅重力波活动, 运动的非地转性与爆发性增温有很好的对应关系, 基流满足非地转不稳定, 用正规模(Normal mode)分析可知存在着非地转不稳定波动, 这些不稳定波是一种混合波, 但又有快波性质。非地转不稳定是产生和维持爆发性增温期间强烈非地转运动的机理之一。

当然, 产生和维持强的非地转运动的因子有很多, 图 2b 所示的强大的系统性非地转运动可能是多种因子综合作用造成的, 但本文只讨论了中层大气内部基流的动力不稳定性的影响, 其他因子的作用和贡献值得进一步研究。

致谢: 本文在完成过程中得到了李荣凤研究员的大力帮助, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] 黄荣辉, 1985, 平流层与中间层大气动力学的研究, 大气科学, 9, 413—422.
- [2] Miyahara, S., Y. Hayashi and J. D. Mahlman, 1986, Interactions between gravity waves and the planetary scale flow simulated by the GFDL "SKY" general circulation model, *J. Atmos. Sci.*, 43, 1844—1861.
- [3] 朱 迅, 1987, 中层大气重力波的研究, 气象学报, 47, 207—216.
- [4] Heath, D. F. et al., 1974, Observations of the global structure of the stratosphere and mesosphere with sounding rockets and with remote sensing techniques from satellites, in: *Structure and Dynamics of the Upper Atmosphere*, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 131—198.
- [5] Lindzen, R. S., 1981, Turbulence and stress owing to gravity waves and tidal breakdown, *J. Geophys. Res.*, 86, 9707—9714.
- [6] Andrews, D. G., et al., 1987, *Middle atmosphere dynamics*, Academic Press, 189.
- [7] 曾庆存, 1986, 非地转不稳定, 中国科学, 4, 434—439.
- [8] Ripa, P., 1983, General stability conditions for zonal in a one-layer model on the β -plane on the sphere, *J. Fluid Mech.*, 126, 463—469.
- [9] Haarsma, R. J. and J. D. Opsteegh, 1988, Barotropic instability of planetary-scale flows, *J. Atmos. Sci.*, 45, 2789—2180.
- [10] 曾庆存, 李荣凤, 张 铭, 1990, 旋转二维可压缩流动的谱和特征函数, I: 谱点的分布, 大气科学, 14, 129—142.
- [11] 曾庆存, 李荣凤, 张 铭, 1991, 旋转二维可压缩流动的谱笔特征函数, II: 谱和谐函数结构的分析, 大气科学, 15, 1—15.
- [12] 曾庆存, 李荣凤, 张立凤, 1991, 正压大气超高速情形下的谱点和谱函数, 空军气象学报, 12, 1—7.

A Possible Mechanism for Exciting Gravity Waves in Middle Atmosphere and Its Numerical Simulation

Part I: Ageostrophic Instability and Wave Structure

Chen Jinzhong and Huang Ronghui

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

Abstract

In this paper, the FGGE data from February 12 to March 4, 1979 are used to analyse the instability of stratospheric circulation during the sudden warming. We attempt to show how the gravity waves with large amplitude are excited during the sudden warming. The analyses suggest that during the sudden warming there are very strong and systematic ageostrophic movements which cause gravity waves with large amplitudes. A set of linearized disturbance equations is employed to obtain the instability criteria. A difference method is used to calculate the eigenvalue and eigenfunction of the mean flow during the sudden warming. The results show that the mean flow is ageostrophically unstable. Also the structure of instable waves is investigated in detail.

Key words: middle atmosphere; gravity wave; ageostrophic instability.