第47卷 第1期　　气 象 学 报　　Vol. 47, No. 1
1989 年 2 月　　ACTA METEOROLOGICA SINICA　　Feb., 1989

在正压过滤模式大气中地形和水平扩散对非对称运动形成的作用

廖洞贤　余海安

（国家气象局）

提　　要

利用考虑地形和水平扩散作用的正压涡度方程，在线性情况下，给出了描写对称运动和反对称运动（都是对赤道来说的）的方程和它们各自的解析解。分析这些解可以看出，不论对于对称运动或反对称运动，解都由三部份组成：一是与初始流场有关的 Rossby 波；一是以 Rossby 波波速传播的，与地形和水平扩散有关的行进波；另一是与地形和水平扩散有关的定常波。但是，如初始时刻运动是对称的，则地面拔海高度和水平扩散系数的反对称分布可以引起反对称运动，从而，引起非对称的运动。在定常情况下，则对称的流场，和地面拔海高度、水平扩散系数的对称分布有关，反对称的流场，和地面拔海高度、水平扩散系数的反对称分布有关。最后，还用数值试验，证明反对称地形可以引起反对称运动；还讨论了南北半球的相互影响的问题。

一、引　　言

在前一篇文章[1]中，我们曾根据气候资料分析的结果，指出：在大气中，对赤道对称的运动是大气中的主要运动，其反对称运动则是次要的。虽然这样，但反对称运动却是随季节和地区而变的；在异常情况下，如赤道辐合带和副热带高压脊线位置异常时，则反对称运动还有异常的变化。所以，研究它产生的机制对大气环流、气候形成和长期天气预报都有着重要的意义。

在另一篇文章[2]中，在讨论反对称运动产生的机制时，我们还提出，反对称的地形起伏和水平扩散系数的分布是可能产生反对称运动的一个原因。本文则是该工作的继续，目的在于用解析和数值试验的方法证明这种推断的正确性。

为了上述目的，下面我们将采用考虑了地形和水平扩散作用的正压涡度方程进行研究。在第 2 节中，仿照文献[1]的方法，把方程分离为描写对称运动和描写反对称运动的两个线性化方程；并在第 3 和第 4 节中分别针对对称运动和反对称运动求出它们的解答，再根据解答进行分析。最后，还对越赤道气流的形成作了讨论。

二、描写对称运动和描写反对称运动的方程

考虑了地形和水平扩散作用的正压涡度方程可以写成

* 本文于 1986 年 6 月17日收到，1987 年 7 月 30 日收到修改稿。

$$\frac{\partial}{\partial t}\nabla^2\psi + \boldsymbol{V}\cdot\nabla(\nabla^2\psi + f) + \nu_1\boldsymbol{V}\cdot\nabla z_0 = \nu_2\nabla^4\psi \tag{1}$$

其中 ψ 是流函数；$\boldsymbol{V}$ 是水平风速；f 是地转参数；z_0 是地面拔海高度；$\nu_1=\hat{a}f/H$；$H=RT_0/g$，设为常数；$\hat{a}=|\boldsymbol{V}_0|/|\boldsymbol{V}|$，也设为常数；$\nu_2$ 是水平扩散系数。注意这里参数 ν_1 中包含的 f 是纬度的函数，没有象通常那样设为常数。这是由于对于全球问题来说，常数的假设是不合理的缘故。

和文献[1]、[2]一样，我们可以把任一标量 $F(\lambda,\varphi,t)$ 表示成

$$F = F_S + F_A \tag{2}$$

而

$$F_S(\lambda,\varphi,t) = F_S(\lambda,-\varphi,t) \tag{3}$$

和

$$F_A(\lambda,\varphi,t) = -F_A(\lambda,-\varphi,t) \tag{4}$$

其中 λ 是经度，φ 是纬度；下标 S 和 A 各表示标量的对称部份和反对称部份。至于风速 $\boldsymbol{V}$，则仍有

$$\boldsymbol{V} = \boldsymbol{V}_S + \boldsymbol{V}_A \tag{5}$$

但

$$\boldsymbol{V}_S = \boldsymbol{k}\times\nabla\psi_A = u_S\boldsymbol{i} + v_A\boldsymbol{j} \tag{6}$$

和

$$\boldsymbol{V}_A = \boldsymbol{k}\times\nabla\psi_S = u_A\boldsymbol{i} + v_S\boldsymbol{j} \tag{7}$$

从 $\boldsymbol{V}_S$ 和 $\boldsymbol{V}_A$ 的定义可见，ψ_A 或 $\nabla^2\psi_A$ 代表对称流场，即对称运动；ψ_S 或 $\nabla^2\psi_S$ 代表反对称流场，即反对称运动。故流函数的对称性和流场或运动的对称性相反。

根据文献[1]，设

$$\bar{u}_S \gg \bar{u}_A \tag{8}$$

并考虑

$$\nabla^4\psi_A \gg \nabla^4\psi_S \tag{9}$$

的情形。其中$\overline{(\quad)}$表示纬圈平均。用 ψ，z_0 分别代替 F，把(2)和(5)式代入方程(1)，并令 $\nu_2=b_0+b_1\sin\varphi$，略去高级小量，可以得到描写对称运动和描写反对称运动的线性化涡度方程，即

1．对称运动

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+\alpha\frac{\partial}{\partial\lambda}\right)\nabla^2\psi_A + \frac{2(\Omega+\alpha)}{a^2}\frac{\partial\psi_A}{\partial\lambda} + \nu_1\alpha\frac{\partial z_{0S}}{\partial\lambda} = b_0\nabla^4\psi_A \tag{10}$$

2．反对称运动

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+\alpha\frac{\partial}{\partial\lambda}\right)\nabla^2\psi_S + \frac{2(\Omega+\alpha)}{a^2}\frac{\partial\psi_S}{\partial\lambda} + \nu_1\alpha\frac{\partial z_{0A}}{\partial\lambda} = b_0\Delta^4\psi_S + b_1\mu\nabla^4\psi_A \tag{11}$$

其中 Ω 是地球自转角速度；α 是基本气流相对于地球的角速度；$\mu=\sin\varphi$。

三、对称运动的解

把 ψ_A 和 z_{0S} 各表示成

$$\psi_A = a^2 \sum_{m,n_1}{}_1 \psi_{A,n_1}^{m}(t) e^{im\lambda} P_{n_1}^{m}(\mu) \tag{12}$$

和

$$z_{0S} = \sum_{m,n_2}{}_2 z_{S,n_2}^{m} e^{im\lambda} P_{n_2}^{m}(\mu) \tag{13}$$

其中 $P_{n_1}^{m}(\mu)$是标准化的联属 Legendre 多项式，

$$\sum_{m,n_1}{}_1 = \sum_{m=-M}^{M} \sum_{n_1=|m|+\hat{n}_1}^{|m|+J_1},$$

$$\sum_{m,n_2} = \sum_{m=-M}^{M} \sum_{n_2=|m|+\hat{n}_2}^{|m|+J_2},$$

$\hat{n}_1$ 和 $\hat{n}_2$ 各为奇数和偶数，$J_1 = J_2 + 1$，J_1 和 J_2 各是奇的和偶的正整数。

把(12)和(13)式代入方程(10)，利用球谐函数的正交性和联属 Legendre 多项式的递推公式，我们可以得到常微分方程

$$\frac{d\psi_{A,n_1}^{m}}{dt} + i\sigma_{n_1}^{m}\psi_{A,n_1}^{m} = i(\hat{a}_{n_1}^{m} z_{S,n_1+1}^{m} + \hat{b}_{n_1}^{m} z_{S,n_1-1}^{m}) \tag{14}$$

其中

$$\sigma_{n_1}^{m} = m\left(\alpha - \frac{2(\Omega+\alpha)}{n_1(n_1+1)} - i\frac{b_0 n_1(n_1+1)}{m a^2}\right),$$

$$\hat{a}_{n_1}^{m} = \frac{m\hat{\nu}_1 \alpha}{n_1(n_1+1)} \sqrt{\frac{(n_1+1)^2 - m^2}{4(n_1+1)^2 - 1}},$$

$$\hat{b}_{n_1}^{m} = \frac{m\hat{\nu}_1 \alpha}{n_1(n_1+1)} \sqrt{\frac{n_1^2 - m^2}{4\, n_1^2 - 1}},$$

$$\hat{\nu}_1 = \frac{2\Omega\hat{a}}{H}。$$

解上方程，则有

$$\psi_{A,n_1}^{m} = \frac{1}{\sigma_{n_1}^{m}}(\hat{a}_{n_1}^{m} z_{S,n_1+1}^{m} + \hat{b}_{n_1}^{m} z_{S,n_1-1}^{m}) + C e^{-i\sigma_{n_1}^{m} t} \tag{15}$$

于是

$$\psi_A = \sum_{m,n_1}{}_1 \left\{ \frac{1}{\sigma_{n_1}^{m}}(\hat{a}_{n_1}^{m} z_{S,n_1+1}^{m} + \hat{b}_{n_1}^{m} z_{S,n_1-1}^{m}) + C e^{-i\sigma_{n_1}^{m} t} \right\} e^{im\lambda} P_{n_1}^{m}, \tag{16}$$

设 $t=0$ 时，

$$\psi_A(o)=\sum_{m,n_1}{}_1\psi_{A,n_1}^{m}(o)e^{im\lambda}P_{n_1}^{m}$$

则

$$C=\psi_{n_1}^{m}(o)-\frac{1}{\sigma_{n_1}^{m}}(\hat{a}_{n_1}^{m}z_{S,n_1+1}^{m}+\hat{b}_{n_1}^{m}z_{S,n_1-1}^{m})$$

代入(16)式，则有

$$\psi_A=\sum_{m,n_1}{}_1\Big\{\psi_{A,n_1}^{m}(o)e^{-i\sigma_{n_1}^{m}t}+\frac{1}{\sigma_{n_1}^{m}}(\hat{a}_{n_1}^{m}z_{S,n_1+1}^{m}+\hat{b}_{n_1}^{m}z_{S,n_1-1}^{m})(1-e^{-i\sigma_{n_1}^{m}t})\Big\}\cdot e^{im\lambda}P_{n_1}^{m} \tag{17}$$

现在，我们来分析(17)式的物理意义。

(17)式右端花括号中第 1 项可以写成

$$\psi_{A,n_1}^{m}(o)e^{-i\sigma_{n_1}^{m}t}=\psi_{A,n_1}^{m}(o)e^{-i\tilde{\sigma}_{n_1}^{m}t}e^{-b_0t} \tag{18}$$

其中 $\hat{b}_0=b_0n_1(n_1+1)/a^2$，$\tilde{\sigma}_{n_1}^{m}=m(\alpha-2(\Omega+\alpha)/n_1(n_1+1))$。

(18)式表明：初始扰动以速率 $\tilde{\sigma}_{n_1}^{m}/m$ 向东传播并按 $e^{-\hat{b}_0t}$ 随时间衰减。这和水平扩散一般的性质是一致的。这种波是 Rossby 波。

(17)式右端花括号中第 2 项可以写成

$$\frac{1}{\sigma_{n_1}^{m}}(\hat{a}_{n_1}^{m}z_{S,n_1+1}^{m}+\hat{b}_{n_1}^{m}z_{S,n_1-1}^{m})e^{im\lambda}P_{n_1}^{m}-\frac{1}{\sigma_{n_1}^{m}}(\hat{a}_{n_1}^{m}z_{S,n_1+1}^{m}+\hat{b}_{n_1}^{m}z_{S,n_1-1}^{m})e^{i(m\lambda-\tilde{\sigma}_{n_1}^{m}t)}e^{-\hat{b}_0t}P_{n_1}^{m} \tag{19}$$

显然，第 1 项表示定常地形波。第 2 项表示以速率 $\tilde{\sigma}_{n_1}^{m}/m$ 向东传播的，并随时间衰减的地形波。

但是，上面的地形波，不论是定常的或行进的，都是对称的；如果运动原来是对称的，则这种地形波不能改变运动的对称性。

四、反对称运动的解

和对称运动的情形相似，可以设反对称运动的解和地面拔海高度具有形式

$$\psi_s=\sum_{m,n_2}{}_2\psi_{s,n_2}^{m}(t)e^{im\lambda}P_{n_2}^{m}(\mu), \tag{20}$$

和

$$z_{oA}=\sum_{m,n_1}{}_1z_{A,n_1}^{m}e^{im\lambda}P_{n_1}^{m}(\mu), \tag{21}$$

把(20)和(21)式代入方程(11)，可以得到常微分方程

$$\frac{d\psi_{s,n_2}^{m}}{dt}+i\hat{\sigma}_{n_2}^{m}\psi_{s,n_2}^{m}=i(\hat{a}_{n_2}^{m}z_{A,n_2+1}^{m}+\hat{b}_{n}^{m}z_{A,n_2-1}^{m})+(\hat{c}_{n_2}^{m}\psi_{A,n_2+1}^{m}+\hat{d}_{n_2}^{m}\psi_{A,n_2-1}^{m}) \tag{22}$$

其中

$$\hat{a}_{n_2}^{m}=\frac{m\hat{\nu}\alpha}{n_2(n_2+1)}\sqrt{\frac{(n_2+1)^2-m^2}{4(n_2+1)^2-1}},$$

$$\hat{b}_{n_2}^{m}=\frac{m\hat{\nu}\alpha}{n_2(n_2+1)}\sqrt{\frac{n_2^2-m^2}{4n_2^2-1}},$$

$$\hat{\sigma}_{n_2}^{m}=m\left(\alpha-\frac{2(\Omega+\alpha)}{n_2(n_2+1)}-i\frac{b_0n_2(n_2+1)}{ma^2}\right),$$

$$\hat{c}_{n_2}^{m}=b_1\frac{(n_2+1)(n_2+2)^2}{a^2n_2}\sqrt{\frac{(n_2+1)^2-m^2}{4(n_2+1)^2-1}},$$

$$\hat{d}_{n_2}^{m}=b_1\frac{n_2(n_2-1)^2}{a^2(n_2+1)}\sqrt{\frac{n_2^2-m^2}{4n_2^2-1}}.$$

解上方程，则有

$$\begin{aligned}\psi_{s,n_2}^{m}=&\Big\{\psi_{s,n_2}^{m}(0)-\frac{1}{\hat{\sigma}_{n_2}^{m}}(\hat{a}_{n_2}^{m}z_{A,n_2+1}^{m}+\hat{b}_{n_2}^{m}z_{A,n_2-1}^{m}\\&-i(\hat{c}_{n_2}^{m}\psi_{A,n_2+1}^{m}+\hat{d}_{n_2}^{m}\psi_{A,n_2-1}^{m})\Big)\Big\}e^{-i\hat{\sigma}_{n_2}^{m}t}\\&+\frac{1}{\hat{\sigma}_{n_2}^{m}}(\hat{a}_{n_2}^{m}z_{A,n_2+1}^{m}+\hat{b}_{n_2}^{m}z_{A,n_2-1}^{m}\\&-i(\hat{c}_{n_2}^{m}\psi_{A,n_2+1}^{m}+\hat{d}_{n_2}^{m}\psi_{A,n_2-1}^{m}))\end{aligned}\tag{23}$$

于是

$$\begin{aligned}\psi_s=&\sum_{m,n_2}{}_2\{\psi_{,n_2}^{m}(0)e^{-i\hat{\sigma}_{n_2}^{m}t}\\&+\frac{1}{\hat{\sigma}_{n_2}^{m}}(\hat{a}_{n_2}^{m}z_{A,n_2+1}^{m}+\hat{b}_{n_2}^{m}z_{A,n_2-1}^{m}\\&-i(\hat{c}_{n_2}^{m}\psi_{A,n_2+1}^{m}+\hat{d}_{n_2}^{m}\psi_{A,n_2-1}^{m}))(1-e^{-i\hat{\sigma}_{n_2}^{m}t})\}\\&\cdot e^{im\lambda}P_{n_2}^{m}\end{aligned}\tag{24}$$

从上式可以看出，反对称运动不仅和初始时刻反对称扰动有关，而且和反对称的地面拔海高度分布，以及通过反对称水平扩散系数分布引起的对称运动的水平扩散有关。而且，如初始时刻只有对称运动，即$\psi_s=\psi_{s,n_2}^{m}=0$，则由于地面拔海高度和$\nu_2$的反对称分布，将引起反对称运动，从而，引起非对称运动。实际资料[1]表明，$\bar{z}_0$的对称部份大体上和其反对称部份相当，而在个别地区，如极地附近和90°E经线的纬度30°附近，甚至$z_{0A}\gg z_{0S}$。所以，地形引起的反对称运动应当是很重要的。此外，如果不考虑地形和水平扩散的作用，而初始时刻运动又是对称的，则在$t\geqslant0$的任一时刻，运动也将是对称的。这再一次证实了我们在文献[3]中的结论。

五、数 值 试 验

为了检验上面的结果，我们作了三组试验。

1．试验一

取 Rossby-Haurwitz波

$$\psi = -a^2\omega\sin\varphi + a^2K\sin\varphi\cos^m\varphi\cos m\lambda \tag{25}$$

作初值(图1),用方程(1) 的谱形式进行计算。其中 $m=4, \omega=K=7.29\times10^{-6}s^{-1}, a=6.371\times10^6m$。计算中未加地形,也未加任何水平扩散或时间平滑,一直积分到58天。结果表明:到一个月为止,运动一直保持原来的波形,南北半球运动基本对称,全球模式与半球模式[1)]结果基本相同。图 2 便是全球模式积分30天的结果。这些情况不仅证实了无外界强迫时大气运动会维持初始时刻的对称性这一理论结果[2,3],也和上面的分析一致。

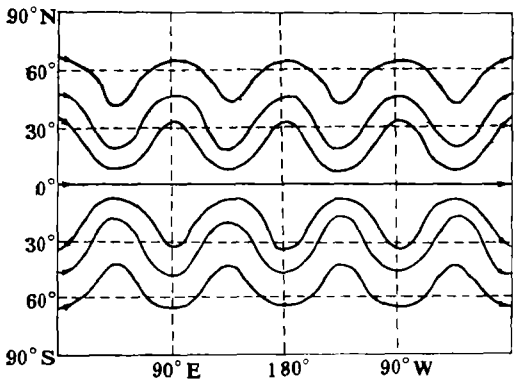

图 1 Rossby-Hanrwitz波初值
(流函数等值线,下同)

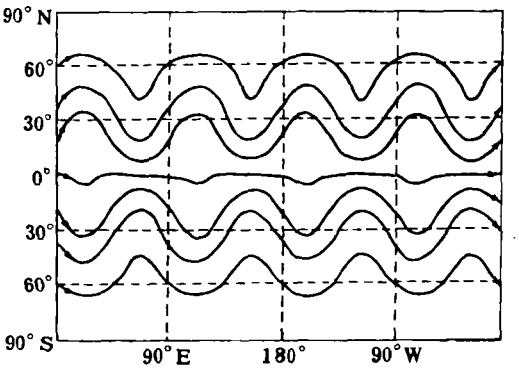

图 2 试验一中积分30天的结果

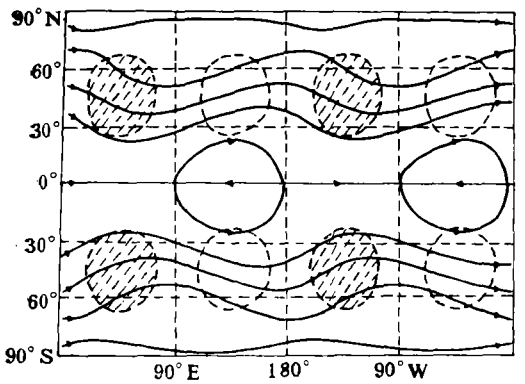

图 3 试验二中72小时计算结果
(阴影区为山;无影区为谷(下同))

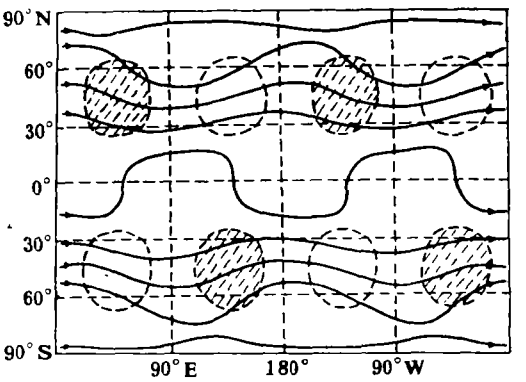

图 4 试验三中72小时计算结果

2. 试验二

$$\psi = -au_0\left(\sin\varphi - \frac{1}{4}\sin 4\varphi\right) \tag{26}$$

$$z_0 = z_0\sin 2\lambda\sin^2 2\varphi \tag{27}$$

其中 $z_0=2000$ m, $u_0=20$m/s, $\nu_2=2.5\times10^5m^2/s$, $\hat{a}=0.5$。从(26)、(27) 式容易看出:在初始时刻,运动是对称的纬圈环流;地形也是对称的。这个试验积分了24天。开始不久大槽出现在山的东侧,其后略有东移;运动的对称性保持得较好。这证实了对称运动在对称

1) 半球模式用和全球模式在该半球相同的初值,但设 ψ 总是反对称的,即运动总是对称的。

地形强迫下将维持其对称性这一理论结果[2,3]；也与上面的分析一致。这里给出了72小时的结果(图3)。

3．试验三

地面拔海高度设为反对称的，即

$$z_0 = Z_0 \sin 2\lambda \sin^2 2\varphi \cdot \operatorname{sing} n(\varphi) \tag{28}$$

初值和其他参数和试验二相同。这个试验积分了24天。其72小时的结果如图 4 所示。可以看出，这时已有明显的越赤道气流出现，如果比较全球和半球模式的计算结果，则相差较大(图略)。这是值得注意的。

六、讨　　论

在解方程(14)和(22)时，$\sigma_{n_1}^m=0$和$\hat{\sigma}_{n_2}^m=0$的情况未考虑。在这种情况，易见

$$\psi_{A,n_1}^{\ m} = i(\hat{a}_{n_1}^m z_{s,n_1+1}^{\ m} + \hat{b}_{n_1}^m z_{s,n_1-1}^{\ m})t + \psi_{A,n}^{\ m}(0)$$

和

$$\psi_{s,n_2}^{\ m} = \{i(\hat{a}_{n_2}^m z_{A,n_2+1}^{\ m} + \hat{b}_{n_2}^m z_{A,n_2-1}^{\ m}) + (\hat{c}_{n_2}^m \psi_{A,n_2+1}^{\ m} + \hat{d}_{n_2}^m \psi_{A,n_2-1}^{\ m})\}t + \psi_{s,n_2}^{\ m}(0)$$

所以，考虑这种情况，ψ_A和ψ_s的解应各改写为

$$\psi_A = \sum_{m,n_1}{}_1 \{(\psi_{A,n_1}^{\ m})_1 + (\psi_{A,n_1}^{\ m})_2\} e^{im\lambda} P_{n_1}^m \tag{16$'$}$$

和

$$\psi_s = \sum_{m,n_2}{}_2 \{(\psi_{s,n_2}^{\ m})_1 + (\psi_{s,n_2}^{\ m})_2\} e^{im\lambda} P_{n_2}^m \tag{24$'$}$$

其中

$$(\psi_{A,n_1}^{\ m})_1 = \begin{cases} 0, & \text{当}\sigma_{n_1}^m \neq 0, \\ i(\hat{a}_{n_1}^m z_{s,n_1+1}^{\ m} + \hat{b}_{n_1}^m z_{s,n_1-1}^{\ m})t + \psi_{A,n}^{\ m}(0), & \text{当}\sigma_{n_1}^m = 0; \end{cases}$$

$$(\psi_{A,n_1}^{\ m})_2 = \begin{cases} \psi_{A,n_1}^{\ m}(0) e^{-i\sigma_{n_1}^m t} + \dfrac{1}{\sigma_{n_1}^m}(\hat{a}_{n_1}^m z_{s,n_1+1}^{\ m} + \hat{b}_{n_1}^m z_{s,n_1-1}^{\ m})(1 - e^{-i\sigma_{n_1}^m t}), & \text{当}\sigma_{n_1}^m \neq 0, \\ 0, & \text{当}\sigma_{n_1}^m = 0; \end{cases}$$

$$(\psi_{s,n_2}^{\ m})_1 = \begin{cases} 0, & \text{当}\hat{\sigma}_{n_2}^m \neq 0 \\ \{i(\hat{a}_{n_2}^m z_{A,n_2+1}^{\ m} + \hat{b}_{n_2}^m z_{A,n_2-1}^{\ m}) + (\hat{c}_{n_2}^m \psi_{A,n_2+1}^{\ m} + \hat{d}_{n_2}^m \psi_{A,n_2-1}^{\ m})\}t + \psi_{s,n_2}^{\ m}(0), & \text{当}\hat{\sigma}_n^m = 0; \end{cases}$$

$$(\psi_s,{}^m_{n_2})_2=\begin{cases}\Big\{\psi_s,{}^m_{n_2}(0)-\dfrac{1}{\hat{\sigma}^m_{n_2}}(\hat{a}^m_{n_2}z_{A,{}^m_{n_2+1}}+\hat{b}^m_{n_2}z_{A,{}^m_{n_2-1}}\\ -i(\hat{c}^m_{n_2}\psi_{A,{}^m_{n_2+1}}+\hat{d}^m_{n_2}\psi_{A,{}^m_{n_2-1}})\Big\}e^{-i\hat{\sigma}^m_{n_2}t}\\ +\dfrac{1}{\hat{\sigma}^m_{n_2}}(\hat{a}^m_{n_2}z_{A,{}^m_{n_2+1}}+\hat{b}^m_{n_2}z_{A,{}^m_{n_2-1}}\\ -i(\hat{c}^m_{n_2}\psi_{A,{}^m_{n_2+1}}+\hat{d}^m_{n_2}\psi_{A,{}^m_{n_2-1}})),\text{当}\hat{\sigma}^m_{n_2}\neq 0\\ 0,\ \text{当}\hat{\sigma}^m_n=0。\end{cases}$$

七、南北半球流场的相互影响

既然上面的分析说明：如初始时刻运动是对称的，地形拔海高度和水平扩散系数的分布也是对称的，则运动将永远是对称的，在这种情况下，南北半球之间谈不上什么相互作用；而且，在赤道处将总有

$$v=v_A=v_s=0,$$

即没有越赤道气流出现。

但是，如果有反对称的地形或水平扩散作用，则随之产生的反对称运动将改变南北半球流场，以及它们之间的相对分布。如$\bar{u}_A$平均大于零，则北半球纬圈环流强于南半球；如$\bar{u}_A$平均小于零，则南半球纬圈环流强于北半球。而且，在这种情况下，在赤道处

$$v_s=\frac{1}{a}\sum_{m,n_2}\{(\psi_s,{}^m_{n_2})_1+(\psi_s,{}^m_{n_2})_2\}ime^{im\lambda}P^m_{n_2}(0)$$

因这时，$n_2-m=$偶数，$P^m_{n_2}(0)\neq 0$，从而，v_s一般不等于零，即可以引起越赤道气流。

从上式可以看出，越赤道气流的大小和方向，与α的大小和地形、水平扩散的分布有关。一般说来，由于越山气流在中高纬度最明显，这个结果似可说明南北半球中高纬度气流引起的地形作用对越赤道气流的生成有关，从而也与有关的现象，如季风爆发等有关。看来这是一种遥相关的形式。当然，由于越赤道气流的出现，南北半球之间的动量、能量和涡度等的交换也会出现，进而，又可以引起南北半球流场的相互影响。这值得进一步研究。

参 考 文 献

[1] Liao Dongxian(廖洞贤), The asymmetric motion in the atmosphere and long-range weather prediction, Long-range Forecasting Research Reports Series, No. 6, WMO, 1985.

[2] 廖洞贤、邹晓蕾，正压过滤模式大气中的对称运动和非对称运动，气象学报，44，1，28-37，1986。

[3] 廖洞贤，论半球预报的水平侧边界条件，第二次全国数值天气预报会议论文集，226-236，1980。

[4] Кибель, И. А., Вьедение В гидродинамические методы краткосрочного прогноза погоды, Гостехиздат Москва, 1957.

[5] Kasahara, A., Normal modes of ultralong waves in the atmosphere, *Mon. Wea. Rev.*, 104, 669—690, 1976.

THE EFFECTS OF OROGRAPHY AND HORIZONTAL DIFFUSION ON THE GENERATION OF THE ASYMMETRIC MOTION IN THE BAROTROPIC FILTERED MODEL ATMOSPHERE

Liao Dongxian Yu Haian
(*State Meteorological Administration*)

Abstract

By utilizing the barotropic vorticity equation including the effects of orography and horizontal diffusion, the linearized equation describing symmetric motion and that describing antisymmetric motion, and their analytic solutions, are presented. It can be found from the solutions that no matter what kind of motion may be, each solution consists of three waves, namely, Rossby wave related to initial values, marching wave propagating at Rossby wave velocity and stationary wave. The latter two of them are closely related to orography and horizontal diffusion. However, if the motion is symmetric at the initial instant, then the antisymmetric component of orography and of horizontal diffusion are likely to lead to the generation of antisymmetric motion. In the steady state, the symmetric flow is connected with symmetric orography and horizontal diffusion and the antisymmetric flow with antisymmetric orography and horizontal diffusion. Further, in order to verify the above analysis, three numerical experiments have been made. The results show that antisymmetric orography can produce antisymmetric motion. Finally, the interactions between the atmosphere of the Northern Hemisphere and that of the Southern Hemisphere are discussed.