第42卷 第5期
1999年 9 月

地 球 物 理 学 报
CHINESE JOURNAL OF GEOPHYSICS

Vol.42, No.5
Sep., 1999

地球自转与气候动力学——振荡理论*

刘式适 刘式达 傅遵涛 辛国君

(北京大学地球物理学系，北京 100871)

摘 要

考虑地球自转速率随时间的变化,并应用描写低纬地球流体(大气和海洋)的水平运动方程,分析了地球自转速率变化对低纬大气和海洋振荡的影响. 研究指出:地球自转速率的变化不但会直接影响低纬大气和海洋的振荡周期和振幅,而且会影响纬向风和洋流的变化,从而导致海温和海平面的变化. 所以,地球自转速率的变化是影响全球气候变化的重要因素之一.

关键词 地球自转速率,气候变化,大气和海洋的振荡.

1 引 言

由于来自地球内外的多种物理因素的作用,地球自转速率并不是恒定的,它存在多种时间尺度的变化[1]. 地球自转速率的变化必然要对地球本身、地球大气和地球海洋的运动产生影响. 近 10 年来,郑大伟[2—6]、任振球[7—9]、钱维宏[10—12]等较详细地研究了地球自转速率变化对地震、大气和海洋活动的影响,使人们开始对地球自转速率变化所产生的全球影响更为重视,并且成为地球动力学的一个重要研究领域.

本文从动力学角度探讨地球自转速率变化对低纬大气和海洋振荡的影响,着重说明地球自转速率变化是形成低纬长周期振荡的重要因素之一,因而必然也是形成全球气候变化的重要因素之一. 至于大气和海洋振荡对地球自转变化的影响,本文不作讨论.

2 基本方程

考虑地球自转角速度Ω随时间 t 的变化,则描写大气和海洋的水平运动方程可以写为[11]

$$\begin{cases}\dfrac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t}-fv = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial x}-\alpha_0\dfrac{\mathrm{d}\Omega}{\mathrm{d}t}\,a\cos\varphi, \\ \dfrac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t}+fu = -\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial y}\,, \end{cases} \tag{1}$$

* 国家攀登项目(970231003).

本文1999-02-27收到修定稿.

式中φ为纬度,a 为地球平均半径,$f = 2\Omega\sin\varphi$为 Coriolis 参数,p 和ρ分别为压强和密度. x 和 y 分别为向东和向北的坐标,相应的流体速度分别为 $u \equiv \frac{dx}{dt}$ 和 $v \equiv \frac{dy}{dt}$.

在方程组(1)中,$-\alpha_0 \frac{d\Omega}{dt} a\cos\varphi$ 即是由于地球自转速率的变化,通过固体地球与大气或海洋流体之间的角动量交换所产生的对大气或海洋流体的附加作用力,而

$$\alpha_0 = \begin{cases} 5.69 \times 10^5, & \text{对大气} \\ 2.73 \times 10^3, & \text{对海洋} \end{cases} \tag{2}$$

分别表示固体地球对大气和对海洋的作用系数. 研究表明[11]:在季–年这一时间尺度上,附加作用力 $-\alpha_0\frac{d\Omega}{dt} a\cos\varphi$ 与 Coriolis 力$(fv, -fu)$有相同的量级.

由于低纬地区物理量沿纬圈的变化较小,又应用赤道β平面近似

$$f = \beta_0 y, \tag{3}$$

其中β_0为 Rossby 参数(常数). 这样,水平运动方程组(1)可以改写为

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} - \beta_0 yv + \alpha_0 \frac{d\Omega}{dt} a = 0, \\ \frac{dv}{dt} + \beta_0 yu = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} \equiv F(y), \end{cases} \tag{4}$$

这里,已经取 $\cos\varphi \approx 1$. 设

$$\Omega = \Omega_0 + \Omega', \tag{5}$$

其中Ω_0为Ω的平均值,它不随时间变化;Ω'为Ω相对平均值的偏差,这里重点考察Ω的年变化. Ω'为正,表示地球自转加快;Ω'为负,表示地球自转减慢.

(5)式代入方程组(4)的第一式,注意 $v \equiv \frac{dy}{dt}$,则方程组(4)的第一式对时间积分得到

$$u - \frac{1}{2}\beta_0 y^2 + \alpha_0 a\Omega' = u_0^*, \tag{6}$$

其中 u_0^* 为积分常数,它就是低纬单位质量地球流体(大气或海洋)的角动量,(6)式即为低纬地球流体的角动量守恒定律. u_0^*完全由初始条件决定. 若取初始条件为

$$(x, y, u, v, \Omega')_{t=0} = (x_0, y_0, u_0, 0, 0). \tag{7}$$

则由(6)式可得

$$u_0^* = u_0 - \frac{1}{2}\beta_0 y_0^2. \tag{8}$$

需要指出的是:取$\Omega'|_{t=0} = 0$,意味着在初始时刻$\Omega = \Omega_0$,即Ω的变化都是相对Ω_0而言.

(6)式代入方程组(4)的第(2)式,得到

$$\frac{d^2y}{dt^2} + \omega_0^2 y + \frac{1}{2}\beta_0^2 y^3 = F(y), \tag{9}$$

这里讨论低纬大气和海洋振荡的基本方程,其中 $F(y) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}$ 表示压力场的影响,而

$$\omega_0^2 = \beta_0(u_0^* - \alpha_0 a\Omega') = \beta_0\left(u_0 - \frac{1}{2}\beta_0 y_0^2 - \alpha_0 a\Omega'\right). \tag{10}$$

3 无压力场影响时的振荡

在方程(9)中,令 $F(y) = 0$,这意味着不考虑压力场的影响. 此时,方程(9)化为

$$\frac{d^2y}{dt^2} + \omega_0^2 y + \frac{1}{2}\beta_0^2 y^3 = 0. \tag{11}$$

若视 ω_0^2 为常数,方程(11)就是无耗散和无强迫的 Duffing 方程[13]. Duffing 方程是非线性方程,先求其线性方程的解,然后再求 Duffing 方程(11)的解.

3.1 线性情况

此时,略去方程(11)左端的非线性项,则得

$$\frac{d^2y}{dt^2} + \omega_0^2 y = 0, \tag{12}$$

这是 y 的二阶线性微分方程. 显然,只有当 $\omega_0^2 > 0$ 时,方程(12)才有振动解. 由(10)式看到,$\omega_0^2 > 0$ 要求

$$u_0^* > \alpha_0 a\Omega'\left(u_0 > \frac{1}{2}\beta_0 y_0^2 + \alpha_0 a\Omega'\right). \tag{13}$$

这意味着:在低纬地区,通常地球流体只有存在一定强度的自西向东的流速时,才存在线性振荡,而且振动圆频率为

$$\omega_0 = \sqrt{\beta_0(u_0^* - \alpha_0 a\Omega')}, \tag{14}$$

相应的振荡周期为

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = \frac{2\pi}{\sqrt{\beta_0(u_0^* - \alpha_0 a\Omega')}} . \tag{15}$$

显然,如不考虑地球自转速率的变化,相应的振荡圆频率和周期分别为

$$\omega_0^* = \sqrt{\beta_0 u_0^*},\quad T_0^* = \frac{2\pi}{\sqrt{\beta_0 u_0^*}} . \tag{16}$$

显然有

$$\begin{cases} \omega_0 < \omega_0^*, & T_0 > T_0^*, \quad \text{当}\,\Omega' > 0\,\text{时}, \\ \omega_0 > \omega_0^*, & T_0 < T_0^*, \quad \text{当}\,\Omega' < 0\,\text{时}. \end{cases} \tag{17}$$

这表明:地球自转加快时,低纬线性振荡周期增大,若 $\alpha_0 a\Omega' \geqslant u_0^*$,线性振荡被破坏;地球自转减慢时,低纬线性振荡周期减小.

3.2 非线性情况

此时,方程(11)不只是在 $\omega_0^2 > 0$ 时有振荡解,在 $\omega_0^2 = 0$ 和 $\omega_0^2 < 0$ 时也存在振荡解.分两种情况

3.2.1 $\omega_0^2 \geqslant 0$

由(10)式知,此时

$$u_0^* \geqslant \alpha_0 a\Omega', \quad \left(u_0 \geqslant \frac{1}{2}\beta_0 y_0^2 + \alpha_0 a\Omega'\right). \tag{18}$$

而且 Duffing 方程(11)的解为

$$y = y_0 \mathrm{cn}\,\omega_1 t, \tag{19}$$

其中 cn 表示 Jacobi 椭圆余弦函数，ω_1为圆频率，满足

$$\omega_1^2 = \omega_0^2 + \frac{1}{2}\beta_0^2 y_0^2 = \beta_0(u_0 - \alpha_0 a\Omega'), \tag{20}$$

而模数 k_1满足

$$k_1^2 = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega_1^2}\right) = \frac{\beta_0 y_0^2}{4(u_0 - \alpha_0 a\Omega)}. \tag{21}$$

由(20)式和(21)式，显然有

$$\omega_1^2 \geqslant \omega_0^2 \geqslant 0, \quad 0 \leqslant k_1 \leqslant \frac{1}{\sqrt{2}}. \tag{22}$$

(19)式表征 y 是一种非线性振动，其振动周期为

$$T_1 = \frac{4K(k_1)}{\omega_1}, \tag{23}$$

其中 $K(k_1)$为第一类 Legendre 完全椭圆积分，即

$$K(k_1) \equiv \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\sqrt{1 - k_1^2 \sin^2\varphi}}\,\mathrm{d}\varphi = \int_0^1 \frac{1}{\sqrt{(1-\xi^2)(1-k_1^2\xi^2)}}\,\mathrm{d}\xi$$

$$= \frac{\pi}{2}\left[1 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 k_1^2 + \left(\frac{1\cdot 3}{2\cdot 4}\right)^2 k_1^4 + \cdots\right]. \tag{24}$$

在 $k_1 = 0$ 时，$K(0) = \pi/2$，$\omega_1 = \omega_0$，则(23)式退化为线性情况的(15)式；在 $k_1 = 1/\sqrt{2}$ 时，$K(1/\sqrt{2}) \approx 1.854$，$\omega_0^2 = 0$，$\omega_1^2 = \frac{1}{2}\beta_0^2 y_0^2$，$T_1 = \frac{4K(1/\sqrt{2})}{\omega_0}$，而在线性情况下，$\omega_0^2 = 0$ 时，方程(12)不存在周期解.

在非线性的$\omega_0^2 \geqslant 0$的情况，若不考虑自转速率的变化，其模数 k_0应满足

$$k_0^2 = \frac{\beta_0 y_0^2}{4u_0}, \tag{25}$$

相应的圆频率和周期分别满足

$$\omega_1^{(0)^2} = \beta_0 u_0, \quad T_1^{(0)} = \frac{4K(k_0)}{\omega_1^{(0)}}. \tag{26}$$

因为$\Omega' > 0$ 时，$k_1^2 > k_0^2$，$\omega_1^2 < \omega_1^{(0)^2}$；$\Omega' < 0$ 时，$k_1^2 < k_0^2$，$\omega_1^2 > \omega_1^{(0)^2}$. 因而有

$$\begin{cases} \omega_1 < \omega_1^{(0)}, \quad T_1 > T_1^{(0)}, \quad \text{当}\Omega' > 0\text{时} \\ \omega_1 > \omega_1^{(0)}, \quad T_1 < T_1^{(0)}, \quad \text{当}\Omega' < 0\text{时} \end{cases} \tag{27}$$

这表明：如地球自转加快，低纬非线性振荡周期也增大；如地球自转减慢，低纬非线性振动周期也减小. 这与线性振动情况相似.

从(24)式看到，随着模数 k_1 的增大(减小)，$K(k_1)$ 的数值也相应增大(减小)．从(21)式和(23)式可知，必然也造成周期和振幅的增减．所以，地球自转加快时，低纬非线性振动的振幅增大；而地球自转减慢时，低纬非线性振动的振幅减小．

由(19)式求得经向速度为

$$v = -y_0\omega_1 \mathrm{sn}\omega_1 t \cdot \mathrm{dn}\omega_1 t, \tag{28}$$

式中 sn 表示 Jacobi 椭圆正弦函数，dn 表示第三类 Jacobi 椭圆函数．

将(19)式代入(6)式，求得纬向速度为

$$u = u_0^* - \alpha_0 a\Omega' + \frac{1}{2}\beta_0 y_0^2 \mathrm{cn}^2\omega_1 t = u_0 - \alpha_0 a\Omega' - \frac{1}{2}\beta_0 y_0^2 \mathrm{sn}^2\omega_1 t. \tag{29}$$

上式说明纬向速度也作周期变化，而且 u 的数值直接与地球自转速率的变化有关：当地球自转减慢时($\Omega' < 0$)，u 增大；当地球自转加快时($\Omega' > 0$)，u 减小．这与郑大伟[2]和钱维宏[11]的数值计算是一致的．钱维宏[11]通过数值模拟还发现：地球自转变化首先引起纬向风速的异常，然后通过风应力引起纬向洋流和海温的异常．

3.2.2 $\omega_0^2 < 0$

由(10)式知，此时

$$u_0^* < \alpha_0 a\Omega', \ \left(u_0 < \frac{1}{2}\beta_0 y_0^2 + \alpha_0 a\Omega'\right). \tag{30}$$

显然，这是在线性条件下不可能存在振动解的情况，但在非线性情况下却存在振动解．不难证明：在此情况下，当

$$\frac{1}{4}\beta_0 y_0^2 + \alpha_0 a\Omega' \leqslant u_0 < \frac{1}{2}\beta_0 y_0^2 + \alpha_0 a\Omega' \tag{31}$$

时，Duffing 方程(11)的解仍然是(19)式，相应的圆频率仍满足(20)式，模数 k_1 满足(21)式．不过，此时

$$1/\sqrt{2} < k_1 \leqslant 1, \tag{32}$$

即扩大了模数 k_1 的范围．而此时(27)式依然成立．

由于随着 k_1 的增大(k_1 的最大值为 1)，$K(k_1)$ 的数值也将增大，因而由(23)式所表征的周期值也将增加．当

$$u_0 = \frac{1}{4}\beta_0 y_0^2 + \alpha_0 a\Omega' \tag{33}$$

时，

$$\omega_0^2 = -\frac{1}{4}\beta_0^2 y_0^2, \ \ \omega_1^2 = \frac{1}{4}\beta_0^2 y_0^2. \tag{34}$$

因而

$$k_1 = 1. \tag{35}$$

此时，解(19)退化为

$$y = y_0 \,\mathrm{sech}\omega_1 t. \tag{36}$$

因为 $k_1 = 1$时，$K(1) \to \infty$，因而

$$T_1 \to \infty \ (k_1 \to 1), \tag{37}$$

该式说明:当地球自转速率的偏差Ω'达到(33)式的近似平衡时,此时的非线性振动周期变得非常大,甚至于出现周期为无穷大的孤立子振动。事实上,气候演变是多尺度的,只能在一定的时间层次上谈气候变化.气候系统也存在各种时间尺度的振荡[14],小的为短期气候振荡(周期为季、年、10年),大的为超长期气候振荡(周期为百年、千年、甚至更长).所以,在(33)式的条件下出现的周期为无穷大的振荡应该接近于气候的超长期振荡.由此可以推断,在一定条件下地球自转速率的变化可以影响地球大气和海洋的长时间变化,从而对气候的超长期变化产生影响.

由(36)式,求得此时的经向速度为

$$v = -y_0\omega_1 \tanh\omega_1 t \cdot \mathrm{sech}\omega_1 t, \tag{38}$$

(36)式代入(6)式,求得纬向速度为

$$u = u_0^* - \alpha_0 a\Omega' + \frac{1}{2}\beta_0 y_0^2 \,\mathrm{sech}^2\omega_1 t = u_0 - \alpha_0 a\Omega' - \frac{1}{2}\beta_0 y_0^2 \tanh^2\omega_1 t. \tag{39}$$

此式可作类似于(29)式的分析.

对于$\omega_0^2 < 0$,而且

$$0 \leqslant u_0 < \frac{1}{4}\beta_0 y_0^2 + \alpha_0 a\Omega' \tag{40}$$

时,Duffing 方程(11)的解为

$$y = y_0 \,\mathrm{dn}\omega_2 t, \tag{41}$$

其中圆频率ω_2满足

$$\omega_2^2 = \frac{1}{4}\beta_0^2 y_0^2, \tag{42}$$

而模数k_2满足

$$k_2^2 = 2 + \frac{\omega_0^2}{\omega_2^2} = \frac{4(u_0 - \alpha_0 a\Omega')}{\beta_0 y_0^2} = \frac{1}{k_1^2}. \tag{43}$$

显然,由上式和(40)式知

$$0 \leqslant k_2 < 1. \tag{44}$$

(41)式表征的也是一种非线性振动,其振动周期为

$$T_2 = \frac{2K(k_2)}{\omega_2} = \frac{4K(k_2)}{\beta_0 y_0}. \tag{45}$$

当$k_2 = 0$时,$u_0 = \alpha_0 a\Omega'$,(40)式退化为

$$y = y_0, \tag{46}$$

这是一个定常解;当$k_2 \to 1$时,$u_0 \to \frac{1}{4}\beta_0 y_0^2 + \alpha_0 a\Omega'$,$\omega_2 \to \sqrt{\beta_0(u_0 - \alpha_0 a\Omega')} \to \frac{1}{2}\beta_0 y_0$,因而(41)式退化为

$$y = y_0 \,\mathrm{sech}\omega_2 t. \tag{47}$$

这实际上就是解(36).

由(41)式求得经向速度为

$$v = -k_2^2\omega_2 y_0 \,\mathrm{sn}\omega_2 t \cdot \mathrm{cn}\omega_2 t = -2(u_0 - \alpha_0 a\Omega')\mathrm{sn}\omega_2 t \cdot \mathrm{cn}\omega_2 t, \tag{48}$$

(41)式代入(6)式，求得纬向速度为

$$u = u_0^* - \alpha_0 a\Omega' + \frac{1}{2}\beta_0 y_0^2 \mathrm{dn}^2\omega_2 t = (u_0 - \alpha_0 a\Omega')(1 - 2\mathrm{sn}^2\omega_2 t). \tag{49}$$

从(29)，(39)和(49)式，都可以看到，地球自转速率的变化直接影响大气中的纬向风速和海洋中的纬向洋流的变化．而且，当地球自转减慢时，低伟大气中的西风和海洋中的向东洋流都得到加强，通过风吹流使低纬东太平洋的海温和海面都升高，从而促使EL Nino现象形成；相反，当地球自转加快时，低纬大气中的西风和海洋中的向东洋流都受到削弱，通过风吹流使低纬东太平洋的海温和海面都减低，从而促使La Nino现象形成．地球自转速率的变化也直接影响大气和海洋的内部振荡，在一定条件下还可以形成超低频振荡，从而影响全球的气候演变．这些结论与郑大伟、钱维宏、任振球等人的分析一致．反之，低纬度纬向风和纬向洋流的变化和地球流体内部的振荡也会影响地球自转速率的变化．

4 考虑压力场影响时的振荡

为了简化，假设低纬压力场关于y是对称的，即设

$$F(y) = a_1 y + a_3 y^3. \tag{50}$$

事实上，低纬的理论分析[15]表明，在最简单的情况下，有

$$p(y) = p_0 \mathrm{e}^{-y^2/2L_0^2}, \tag{51}$$

其中p_0是赤道($y=0$)上的流体压强(极值)，而

$$L_0 \equiv \sqrt{c_0/\beta_0}, \quad (c_0 = \sqrt{gH}) \tag{52}$$

是低纬正压Rossby变形半径．(g是重力加速度，H为地球流体的标高)．在$|y| < \sqrt{2}\,L_0$时，(51)式可改写为

$$p(y) = p_0\left(1 - \frac{y^2}{2L_0^2} + \frac{y^4}{8L_0^4} + \cdots\right), \tag{53}$$

上式右端取前三项，则求得

$$F(y) \equiv -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{p_0}{\rho L_0^2}\,y - \frac{p_0}{2\rho L_0^4}\,y^3, \tag{54}$$

(50)式与(54)式比较有

$$a_1 = \frac{p_0}{\rho L_0^2}, \quad a_3 = -\frac{p_0}{2\rho L_0^4}. \tag{55}$$

(50)式代入方程(9)，得到

$$\frac{\mathrm{d}^2 y}{\mathrm{d}t^2} + \omega_a^2 y + \frac{1}{2}\beta_a^2 y^3 = 0, \tag{56}$$

其中

$$\omega_a^2 = \omega_0^2 - a_1, \quad \beta_a^2 = \beta_0^2 - 2a_3. \tag{57}$$

方程(56)是考虑压力场影响时的低纬振荡的Duffing方程，其形式同方程(11)，只是ω_0^2和β_0^2分别被ω_a^2和β_a^2所代替．

5 结　论

本文从振荡理论的观点出发,分析了地球自转速率的变化对低纬大气和海洋运动的影响. 结果表明:地球自转速率的变化可以影响大气和海洋运动的长时间变化. 而且通过纬向风和洋流的变化,导致海温和海平面的变化. 当地球自转减慢时,可以导致ELNino现象的形成. 所以,地球自转速率的变化是影响全球气候变化的一个重要因素.

参　考　文　献

1 Lambeck K. The Earth's Variable Rotation. Cambridge: Cambridge University Press, 1980. 8

2 郑大伟,罗时芳,宋国玄. 地球自转年际变化,ELNino事件和大气角动量. 中国科学(B),1988,**31**(3):332—337
ZHENG Da-Wei, LUO Shi-Fang, SONG Guo-Xuan. The annul variation of earth's rotation, ELNino events and atmospheric angular momentum. *Science in China* (B), (in Chinese), 1988, **31**(3):332—337

3 郑大伟. 地球自转与大气、海洋活动. 天文学进展,1988,**6**(4):316—328
ZHENG Da-Wei. Earth's rotation and the activities of atmosphere and ocean. *Progress in Astronomy* (in Chinese), 1988, **6**(4):316—328

4 郑大伟,周永宏. 地球自转变化与全球地震活动关系的研究. 地震学报,1995,**17**(1):25—30
ZHENG Da-Wei, ZHOU Yong-Hong. Research on the relationship between earth's variable rotation and global seismic activity. *Acta Seismologica Sinica* (in Chinese), 1995, **8**(1):31—37

5 ZHENG Da-Wei, CHEN Gang. Relation between equatorial oceanic activities and LOD changes. *Science in China* (A), 1994, **37**(3):341—347

6 郑大伟,陈剑利,华英敏等. 地球自转速率对海平面纬向变化的影响. 天文学报,1996,**37**(1):97—104
ZHENG Da-Wei, CHEN Jian-Li, HUA Ying-Min, et al. Preliminary research on the influence of earth rotation rate on latitude-wards changes of sea level. *Acta Astronomica Sinica* (in Chinese), 1996, **37**(1):97—104

7 任振球,张素琴. 地球自转与EL Nino现象. 科学通报,1985,**30**(6):444—447
REN Zhen-Qiu, ZHANG Su-Qin. Earth rotation and EL Nino events. *Chinese Science Bulletin* (in Chinese), 1985, **30**(6):444—447

8 任振球,张素琴. 地球自转减慢与EL Nino现象的形成. 气象学报,1986,**44**(4):411—416
REN Zhen-Qiu, ZHANG Su-Qin. Deceleration of earth rotation and EL Nino events. *Acta Meteorologica Sinica* (in Chinese), 1986, **44**(4):411—416

9 任振球. 全球变化——地球四大圈异常变化及其天文成因. 北京:科学出版社,1990
REN Zhen-Qiu. Global Changes—— Anomalies in The Earth four Large Spheres and Their Astronomy Reasons (in Chinese). Beijing: Science Press, 1990.

10 钱维宏. 长期天气变化与地球自转速度的若干关系. 地理学报,1988,**1**:60—66
QIAN Wei-Hong. Relationships between changes of long-range weather and fluctuations of the earth rotational rate. *Acta Geographica Sinica* (in Chinese), 1988, **1**:60—66

11 Qian Wei-Hong The observational study and numerical experiment on the effect of the variation of the earth's rotation on the global sea surface temperature anomaly. *Chinese J. Atmos. Sci.* 1995, **19**(6):654—662

12 钱维宏,丑纪范. 地气角动量交换与ENSO循环. 中国科学(D),1996,**26**(1):80—86
Qian Wei-hong, Chou Ji-Fan. Atmosphere-earth angular momentum exchange and ENSO cycle. *Science in China* (D) (in Chinese), **26**(1):80—86

13 Gill, A. E. Atmosphere-Ocean Dynamics. New York: Academic Press, 1982

14 汤懋苍. 理论气候学概论. 北京:气象出版社,1989
TANG Mao-Cang. Introduction to theoretical climatology (in Chinese). Beijing: Meteorology Press, 1989
15 Matsuno, T. Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *J. Met. Soc. Japan*, 1996, **44**(1):25—43

EARTH ROTATION AND CLIMATE DYNAMICS: THEORY OF OSCILLATIONS

LIU SHI-KUO LIU SHI-DA FU ZUN-TAO XIN GUO-JUN
(*Department of Geophysics*, *Peking University*, *Beijing* 100871, *China.*)

Abstract

Considering the variation of the Earth's rotation rate and applying the horizontal equations of motion to the geophysical fluid in low latitudes, the influences of the earth's variable rotation on the atmospheric and oceanic oscillations are analyzed. It is shown that the variation of the earth's rotation rate affects directly not only the oscillatory period of atmospheric and oceanic oscillations, but also the anomaly of zonal wind and current. Therefore, the variation of the earth's rotation rate is a significant factor in global climate variability.

Key words Earth's rotation rate, Climatic variations, Atmospheric and oceanic oscillations.

作者简介 刘式适,男,1938年4月生,1962年毕业于北京大学物理系. 现为北京大学地球物理系教授、博士生导师. 长期致力于地球、大气动力学和非线性动力学的研究.

中国科学院知识创新工程重大项目——油气勘探二次创业的前导研究

中国科学院地质与地球物理研究所申报的"油气勘探二次创业的前导研究"被列为中国科学院知识创新工程重大项目,现已开始运行.

近10年来,油储地球物理研究群体针对不同地质条件,分别与大庆油田和胜利油田合作研究,共同探索并开展陆相油储地球物理生产、教学、研究一体化的研究. 所涉及的内容,因直接针对大庆、胜利以及我国东部主力油田所面临的重大科学问题,不仅促进了研究工作的深化,也使得若干重要成果在油田得到实际应用,并从中显示出国民经济发展对深化科学研究的巨大推动力.

为贯彻中央关于建立国家知识创新体系的决策精神,中国科学院地质与地球物理研究所与大庆油田签署共建"油储地球物理联合研究中心"的协议,与胜利油田签署共建"勘探地球物理联合实验室"协议,其目的在于深化陆相油储地球物理研究,也为本项目的实施提供了运行环境及人才资源保证.

与大庆油田相关的研究内容和国家自然科学基金"八五"及"九五"重大"油储"项目的研究是本项目的研究基础. 与胜利油田相关的研究内容也是"九五"重点项目先期研究的自然延伸. 本项目的启动,将有力地促进正在执行的"九五"项目理论研究的阶段成果实用成型,除直接促使理论成果的实用转化、效益产出外,还将取得对大庆和胜利油田深层次科学问题的认识.

(油储地球物理项目办公室)