科 学 通 报
第 42 卷 第 1 期 Chinese Science Bulletin 1997 年 1 月

【研究简报】

地极运动与北大西洋涛动

周永宏① 郑大伟① Benjamin Fong Chao②
(①中国科学院上海天文台，上海 200030；②NASA Goddard Space Flight Center, USA)

关键词 地极运动 北大西洋涛动 激发函数 年际时间尺度

地球瞬时自转轴相对于地球表面或历元平极的运动，简称极移．极移的主要特征是周年极移和 Chandler 极移[1]．80 年代以来，随着资料积累和观测精度的提高，人们开始从局限于周年和 Chandler 极移的研究扩展到对亚季节性、年际乃至几十年时间尺度极移的探讨[2]．

北大西洋涛动是英国气象学家 Walker[3] 确定的全球三大气象涛动之一，其基本特征为：副热带反气旋带至冰岛附近副极区近南北方向、年际时间尺度上的气压振荡[4]．根据固体地球-海洋-大气系统的总角动量守恒定律，大气、海洋的运动和质量再分布必然伴随着地球自转的变化．所以，本文将研究北大西洋涛动对年际时间尺度上地极运动激发的可能性．

1 资料及其处理

在地固坐标系中，极移通常用一个复函数 $m = m_x + \mathrm{i}m_y$ 表示，其中 m_x 和 m_y 分别是沿格林尼治子午线和东经 90°的分量．激发极移的运动方程可以由下式描述[1]：

$$\dot{m} + (\mathrm{i}/\sigma_0)m = \Phi, \tag{1}$$

Φ 是极移激发函数，$\Phi = \Phi_x + \mathrm{i}\Phi_y$，$\sigma_0$ 是 Chandler 摆动复频率，$\sigma_0 = 2\pi(1 + \mathrm{i}/2Q)/T_0$，其中 T_0 是观测的 Chandler 周期，Q 是阻尼因子．

本文采用的 1964～1994 年每月间隔的极移序列，是美国喷气推进实验室(JPL)应用 Kalman 滤波器综合近代空间大地测量和光学观测结果而得到的[5]．取 $T_0 = 435$ d 和 $Q = 100$[6]，根据(1)式可解算出极移激发函数．然后，从中扣除通过最小二乘法拟合的趋势项、周年项和半年项，最后，通过二阶 Butterworth 低通滤波器(截断频率取为 0.67 周/a，正反向各滤一次以消除相位畸变)[7]，这样便得到年际时间尺度上的极移激发函数序列 ψ_x 和 ψ_y，绘于图 1 上部．可见在地极运动序列中，伴随着时间尺度为几年、非准周期性的微弱年际波动．这种年际波动受到的激发量可达 10 mas 量级．

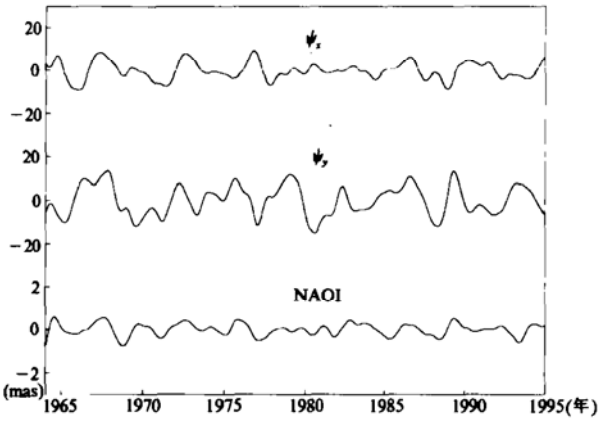

图 1 1964～1994 年年际时间尺度上的极移激发函数和北大西洋涛动指数

北大西洋涛动的强度通常用由海面温度、海平面气压，或高度场构造的指数来描述．本文采用的 1964～1994 年北大西洋涛动指数(NAOI)，是美国国家海洋大气局(NOAA)用正交旋转主元素分析法对北半球 700 hPa 高度场系统处理后得到的[4]．扣除一个二次项以及进行类似的低通滤波后，结果绘于图 1 下部．

2 分析和结果

两个时间序列 $x_1(t)$和 $x_2(t)$间的时滞互相关函数 $\rho(\tau)$常用来度量它们在时间域上的相依性,可由下式定义[8]:

$$\rho(\tau) = \frac{\sigma_{12}(\tau)}{\sqrt{\sigma_{11}\sigma_{22}}}, \tag{2}$$

其中 σ_{12}是相位延迟 τ 的交叉协方差函数,σ_{11}和 σ_{22}分别是 $x_1(t)$和 $x_2(t)$的方差. 两个时间序列时间 $x_1(t)$和 $x_2(t)$间的复数相干谱$R(f)$可用来度量它们在频率域上的相关性,由下式定义:

$$R(f) = \frac{S_{12}(f)}{\sqrt{S_{11}(f)S_{22}(f)}}, \tag{3}$$

其中 f 是频率,$S_{12}(f)$是 $x_1(t)$和 $x_2(t)$的交叉功率谱,$S_{11}(f)$和 $S_{22}(f)$分别是 $x_1(t)$和 $x_2(t)$的自功率谱. 我们取

$$\gamma^2(f) = |R(f)|^2, \qquad \varphi(f) = \arg[R(f)], \tag{4}$$

$\gamma^2(f)$和 $\varphi(f)$称为平方相干谱和相干位相谱.

功率谱通常由离散 Fourier 变换来计算. Thomason[9]首先发展起多窗口谱分析技术,即在对时间序列作 Fourier 变换前加上一些窗口. 这样虽然降低了谱分辨率,但却极大地削弱了谱泄漏,所以能够得到更为可靠的谱估计. 本文采用 7 个由长球体序列构造的本征窗,窗与窗之间彼此正交. 我们通过 Monte Carlo 模拟试验[10],得出 $\gamma^2(f)$在 95% 显著水平上的门限值为 0.39.

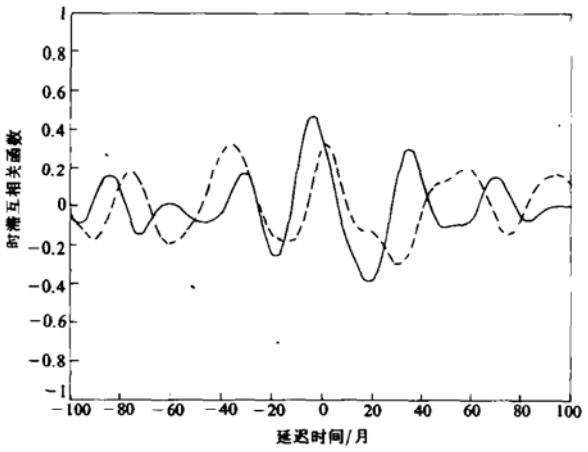

图 2 实线和虚线分别代表年际时间尺度上极移激发函数的 x, y 分量与北大西洋涛动指数的时滞互相关函数

首先,在时间域上研究年际时间尺度上的极移激发函数与北大西洋涛动指数间的相关性. ψ_x, ψ_y 与 NAOI 的时滞互相关函数绘于图 2. 可见,北大西洋涛动与年际尺度上的地极运动存在着一定程度的相关性. 其中 NAOI 与 ψ_x 间的相关性比较强,NAOI 的位相超前 4 个月时,与 ψ_x 的相关系数最大,达到 0.47. 根据地球自转的基本理论[1],激发地极运动的因素有物质的再分布、相对运动和外力矩,气象涛动对极移的激发主要来源于第一项,由物质重新分布这一项产生的极移激发函数,与球谐分量$(\cos\lambda + i\sin\lambda)\sin 2\theta$ 有关,λ 和 θ 为经度和纬度. 由于北大西洋涛动的区域主要在 0°经线附近,所以,它的总体形态和分布致使 NAOI 与 ψ 的两个分量的相关强度和时滞位相有所不同;北大西洋涛动的激发应主要投射到极坐标激发的 x 分量上. 这跟我们的发现,地极运动与北大西洋涛动的相关主要表现在 NAOI 与 ψ_x 上相一致. 所以,北大西洋涛动可能是地极运动在年际时间尺度上的一种重要激发源.

应用快速 Fourier 变换,并结合多窗口谱技术计算 ψ_x, ψ_y 与 NAOI 的平方相干谱 $\gamma^2(f)$

(图 3(a)、(c))及相干位相谱 $\varphi(f)$(图 3(b)、(d)). 图 3 显示，ψ_x 与 NAOI 间的 $\gamma^2(f)$在低于 0.67周/a 的年际时间尺度上，大多数频率点都超过或接近 95% 显著水平，同时 $\varphi(f)$为负值又表明 NAOI 超前于 ψ_x；ψ_y 与 NAOI 间的 $\gamma^2(f)$在年际时间尺度上的部分频率点也比较显著. 这进一步证实了前面时间域上的分析结果. 值得指出的是，在 0.5 周/a 前后，ψ_x 与 NAOI 间的 $\gamma^2(f)$明显下降，而且对应的相干位相 $\varphi(f)$出现跳变；ψ_y 与 NAOI 也存在类似情况. 这可能与大气中的准两年振荡对地极运动的影响有关[1]，其物理过程还有待深入研究.

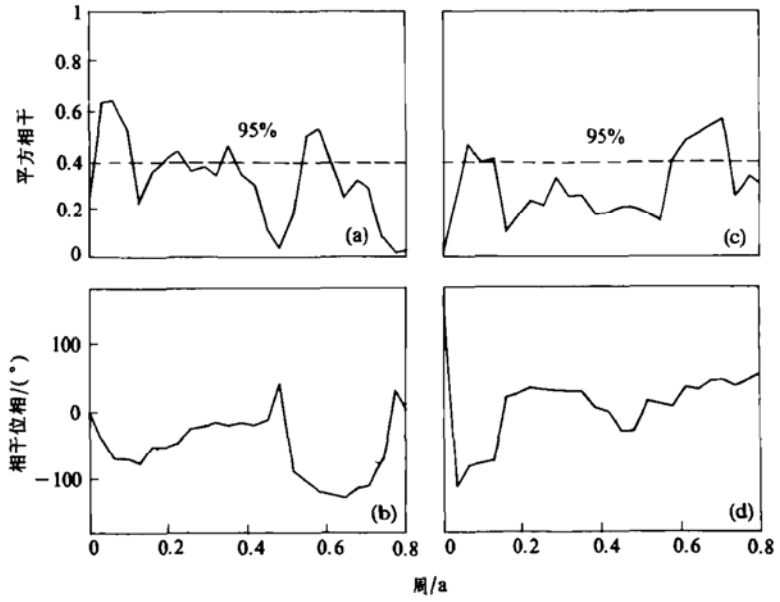

图 3　(a)～(d)分别代表年际时间尺度上极移激发函数的 x，y 分量与北大西洋涛动指数的复数相干谱

水平虚线表示平方相干谱的 95% 显著水平门限

综上所述，本文采用时滞互相关、多窗口谱和相干谱分析技术，研究分析了 1964～1994 年期间地极运动与北大西洋涛动的关系. 发现在地极运动序列中，存在着一种时间尺度为几年、非准周期性的年际波动；北大西洋涛动可能是年际时间尺度上地极运动的一种新的激发源. 在进一步研究中，我们将根据北大西洋涛动引起的大气和海洋质量分布的变化，探索其激发地极运动的动力学过程.

致谢　美国喷气推进实验室 Dr. Gross，美国国家大气海洋局 Dr. Gerry，美国马里兰大学气象系毛建平博士、上海气象局李永平博士和南京大学大气科学系黄士松教授、倪允其教授，在资料文献收集中所给予的支持和对本研究的帮助，作者在此表示感谢. 本工作为国家“八五”重大关键基础研究和国家自然科学基金(批准号：19473110)资助项目.

参　考　文　献

1　Lambeck K. The Earth's Variable Rotation. Cambridge: Cambridge University Press, 1975

2　Abarca R, Cazenave A. Interannual variation in the Earth's polar motion for 1963～1991: comparison with atmospheric angular momentum over 1980～1990. Geophys Res Lett, 1994, 21(22): 2 361～2 364

3　Walker G T, Bliss E W. World weather V. Mem Roy Meteor Soc, 1932, 4: 53～84