

各种地球模型的章动序列

朱耀仲

(中国科学院测量与地球物理研究所)

提 要

本文论述了刚体地球、弹性地球和滞弹地球模型的章动理论,介绍了海洋负荷和改变地核扁率对章动序列的共振影响,并给出一些最新的理论研究结果。最后对章动实测值和理论值之间可能存在偏差的原因进行了讨论。

一、引 言

日月引潮力的田谐项作用不仅产生固体潮和海潮,而且它对地球赤道隆起部份的吸引,使地球自转轴在空间做受迫运动。周期为26000年的天极绕黄极旋转,称为岁差。由于引潮体本身也在惯性空间中运动,又使天极绕黄极的旋转附加了许多短周期(10天—18.6年)的波动,即:受迫章动。潮汐使地面各点产生不同的局部位移,而章动则表现为地球的一种整体运动。由于两者来自同一驱动力,因此,它们之间有着密切的关系。

从1896年Newcomb根据大量天文观测,定出主章动常数 $N = 9''.210$,到1984年采用Wahr章动理论给出的 $N = 9''.2025$,尽管在这近一个世纪内, N 的采用值只变更了一次,但章动理论、地球模型和天文常数的精度已有了很大的进展,这种进展无疑离不开天文实测精度的提高。尤其是天体测量新技术结果问世后,人们已注意到1980 IAU章动序列和天文实测值存在一定的差异^[1-6]。近年来,Wahr理论的研究已出现了一些新的结果,章动的实测结果又被用来研究液核的形状和物理特性。正是因为章动是由一个我们所熟知的外力引起的,并依赖于地球内部的真实结构,所以它的天文实测结果具有很大的地球物理价值。

二、刚体地球的章动理论

最早的章动理论是由Woolard建立的^[7]。他把Newcomb的 $N = 9''.210$ 取为基本常数,导出刚体地球自转轴的章动序列。Melchior采用另一种推求章动的途径^[8]。根据他的著名定理,可用两个对称于地球自转频率 Ω 的分潮波来推算一个对应的章动项。在一阶近似的情况下,可推出18.6年项的 $\Delta\epsilon = 9''.2272$, $\Delta\psi = -17''.2794$ 。Kinoshita提出一个更严格的刚体章动理论^[9]。他论述了天文历表应采用形状轴的受迫章动之理由,并把 N 作为导出常数。

IAU 1979 年通过决议, 采用 Kinoshita 结果作为刚体地球的章动理论^[10]。1979 年, Kinoshita et al. 采用 IAU 1976 天文常数系统, 重新推算了 J2000.0 历元的刚体地球章动系数表^[11]。

近来, 一些新的更完整的外部引潮位已被给出^[12,13]。采用这些引潮位计算章动, 将会出现新的章动频率, 但振幅很小。此外, 刚体章动序列的计算方法也有了进展。Schastok (1988) 采用数值积分方法, 重新估计章动振幅^[14]。1988 年朱圣源等人 (Zhu S.Y. et al.) 也计算了新的刚体章动振幅。他们消除了计算误差, 增加二阶效应, 选用新的采用常数, 尤其是他们考虑了月球轨道的影响^[15]。Kinoshita et al. (1988) 通过采取改进刚体理论本身的内部精度, 采用最近的月球和太阳运动理论, 考虑行星对月球和地球轨道的摄动影响, 以及金星、火星、木星和土星的直接引力效应等措施, 又重新计算了一个更精确的刚体章动序列^[16]。

表 1 给出由上述几个刚体理论得到的四个主要章动项的数值结果, 它们相对于 J2000.0 历元。表中 K77、K79 和 K88 分别表示 Kinoshita (1977)、(1979) 和 (1988) 的结果, S88 和 Z88 分别为 Schastok (1988) 和朱圣源等人 (Zhu S. Y. et al.) (1988) 的结果, V 表示相对于 Kinoshita (1979) 结果的差值。由表 1 可见, 除 18.6 年周期项以外, 其他三个周期项的 V 都很小。

表 1 刚体章动理论的数值结果(单位: $\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$ 为角秒, V 为 10^{-4} 角秒)

	18.6年		1年		0.5年		13.7天	
	$\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$	V	$\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$	V	$\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$	V	$\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$	V
K 77	-17.2815	3	0.1255	0	-1.2775	1	-0.2215	0
	9.2276	-2	-0.0001	0	0.5534	0	0.0950	1
K 79	-17.2818	0	0.1255	0	-1.2776	0	-0.2215	0
	9.2276	0	-0.0001	0	0.5534	0	0.0949	0
S 88	-17.2821	-3	0.1256	1	-1.2774	2	-0.2215	0
	9.2274	-4	-0.0001	0	0.5533	-1	0.0950	1
Z 88	-17.2849	-31	0.1255	0	-1.2776	0	-0.2215	0
	9.2279	1	-0.0001	0	0.5534	0	0.0949	0
K 88	-17.2802	16	0.1255	0	-1.2276	0	-0.2216	-1
	9.2284	6	-0.0001	0	0.5533	-1	0.0950	1

三、弹性地球的章动理论

根据所采用的研究方法, 弹性地球的章动理论大致可分为两大类。

1. Molodensky 理论

这种方法取参考系固连于地幔, 其旋转速度等于实际地球的自转速度。利用核幔边界的耦合, 以一个附加的惯性力矩来考虑椭率的影响。因此, 椭率和自转运动的变化将以扰动项的形式出现在方程中, 并由角动量守恒原理计算章动。从事这种方法的学者除 Molodensky^[17]

外,还有 Jeffreys et al.^[18]、Shen et al.^[19]、Sasao et al.^[20]、Hinderer et al.^[21] 和 Legros et al.^[22] 等。

在非刚体地球的理论中,直接严格计算日月受迫章动需要精确知道田谐引潮位系数。因此在涉及引潮位时,一种最方便的方法不是直接确定系数,而是利用一个刚体章动序列,推求非刚体和刚体章动之比,因为刚体地球的位理论已很完善了。设 $\Delta\varepsilon_0$ 和 $\Delta\psi_0$ 为刚体地球的交角和黄经章动,则非刚体地球的椭圆章动为

$$\Delta\varepsilon = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{a}{a_0} \right)_n^+ + \left(\frac{a}{a_0} \right)_n^- \right] \Delta\varepsilon_0 - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{a}{a_0} \right)_n^+ - \left(\frac{a}{a_0} \right)_n^- \right] \Delta\psi_0 \sin \varepsilon \quad (1)$$

$$\Delta\psi \sin \varepsilon = -\frac{1}{2} \left[\left(\frac{a}{a_0} \right)_n^+ - \left(\frac{a}{a_0} \right)_n^- \right] \Delta\varepsilon_0 + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{a}{a_0} \right)_n^+ + \left(\frac{a}{a_0} \right)_n^- \right] \Delta\psi_0 \sin \varepsilon \quad (2)$$

其中 $\left(\frac{a}{a_0} \right)_n^+$ 和 $\left(\frac{a}{a_0} \right)_n^-$ 表示两个幅角为 n , 但符号相反的圆章动振幅之比,它们依赖于所采用的地球模型。Molodensky 考虑一个非常简单的液核结构,在计算地幔形变时,将它视为一个球型、无旋转的球壳。根据他的研究,Love 数与引潮位的频率有关。对于 Molodensky 模型 II,可导出

$$\left(\frac{a}{a_0} \right)_n = 1 + 0.1124(\beta - 4.1) \frac{n}{\Omega} \quad (3)$$

$$\beta = \frac{41.15}{0.2159 - 100 \frac{n}{n - \Omega}} + 1.7 \quad (4)$$

Molodensky 理论和由模型 II 导出的地幔的 Tisserand 平均本体轴的章动曾在历史上起过较大的作用,1979 IAU 章动序列就是一组以天文实测值和这个结果为依据的经验值^[23]。

2. Smith-Wahr 理论

Smith 利用广义球函数展开的方法,首先在整个地球内,处处考虑椭率和自转效应,建立微椭自转地球的简正模理论^[24]。Wahr 将这理论延伸到求解地球对引潮位的响应^[25]。他们选取以地球自转的平均角速度旋转的参考系,以运动方程、Poisson 方程和 Hooke 定律作为基本方程,采取假定等流变表面是椭球的方法来考虑椭率的影响。在保留一阶椭率项的情况下,密度 ρ 可表示为

$$\rho(r, \theta) = \rho_0(r) + \frac{2}{3} h(r) r \frac{d}{dr} \rho_0(r) P_2(\cos \theta) \quad (5)$$

其中 r 和 θ 为向径和余纬, $h(r)$ 为椭率,由 Clairauts 方程求得, P_2 为二阶勒让德函数。此外,拉梅参数和引力位等也有类似的表达式。采用这种方法可直接在方程中考虑椭率和自转效应,把旋转地球相对其平衡状态的偏离清楚地表现出来。位移作为方程中的未知量求解,它包含了地球整体自转运动(章动和自转速率变化)和形变地球各质点的相对位移(潮汐形变)。

二阶田谐引潮位引起的弹性位移由章动和潮位形变两部份组成。在一定的条件下,可将两者分离开。章动借助于简正模展开方法来表示,在众多的简正模中,只有三个是主要的,

(1) Chandler 摆动(CW)。它是由于地幔自转轴和形状轴不重合引起的。对于刚体地球,其周期为 305 天,无海洋而有液核的弹性地球约为 397 天^[20]。

(2) 近周日自由摆动(NDFW)。其本征频率为 $\left(1 + \frac{1}{460}\right)$ 周/恒星日。如从惯性空间看,它表现为自由液核章动(FCN),周期 $T_{\text{FCN}} = 460$ 恒星日。它是由于液核自转轴和地幔自转轴不重合引起的。

(3) 倾斜模(TOM),也称为自由周日章动(FDN)。其本征频率为 Ω , 它是因为地球瞬时自转轴和平均自转轴不重合引起的,反映了地球整体的自转运动。

原则上,取一个频率 ω ,由运动方程可算出它的总位移场,从而得到章动 a 。为了减少计算量,先取 O_1 波频率($\omega_{O_1} = 0.927\Omega$),积分运动方程。而其他周日波的 a/a_0 可表示为^[27]

$$\frac{a(R, \omega)}{a_0(\omega)} - 1 = \left\{ B_0 + (\omega - 0.927\Omega) \left[\frac{B_1}{\omega_1 - \omega} + \frac{B_2}{\omega_2 - \omega} + \frac{1.06}{\omega + 3.28 \times 10^{-3}\Omega} \right] \right\} \times \left(\frac{\Omega - \omega}{\Omega} \right) \left(\frac{\omega}{\Omega} + 3.28 \times 10^{-3} \right) \quad (6)$$

其中 R 为地球平均半径, ω_1 和 ω_2 为 CW 和 FCN 的本征频率, B_0 、 B_1 和 B_2 是三个与频率无关的常数,它们依赖于地球内部的物质结构。对于 1066A 模型^[28], $B_0 = 0.416$, $B_1 = 0.810$, $B_2 = 0.665$, $\omega_1 = -\left(\frac{1}{403.6}\right)\Omega$, $\omega_2 = \left(1 + \frac{1}{460}\right)\Omega$ 。Wahr 利用 Kinoshita(1979) 的刚体章动 a_0 和 1066A 模型,按(6)式计算了地球表面 Tisserand 平均形状轴的章动,这就是 1980 IAU 章动序列。

Wahr 曾采用了四个较理想的弹性地球模型,得到的章动结果非常一致。在几个主要的章动频率中,不同模型的差小于 $0''.0001$ 。这意味着目前的章动实测结果还难以区分这些模型的差异。

Dziewonsky et al.建立了 PREM 地球模型^[29]。这是由全球众多的观测资料反演出地球内部的密度、拉梅常数、 Q 值和其他参数随向径的分布。为了能和整个资料序列相符合, Dziewonsky 考虑了滞弹耗散和各向异性。因此在上地幔,这个模型是与频率有关的,且横向各向同性的。无论在采用资料和计算处理上,或是在对地球的基本假设等方面,PREM 模型更趋于完善。

表 2 列出 J 2000.0 历元的弹性地球的章动结果。其中 M-MII 表示 Molodensky 理论用于他的模型 II 的结果, S-W 是 Sasao et al. 采用 Wang 模型的结果, M-P 为 Shen et al. 将 Molodensky 理论用于 Pekeris 模型的结果, S-P 为 Shen et al. 采用 Pekeris 模型的结果, W-1066A 是基于 1066A 模型的 Wahr 理论值, W-PREM 是 Dehant 采用 Wahr 理论和 PREM 模型的计算结果, V 为相对于 W-1066A 结果的差值。与表 1 相比,表 2 的 V 较大。其中 M-M II 结果最为明显,这主要是采用的地球模型(尤其是液核)过于简单的缘故。Shen 用 Molodensky 理论和 Pekeris 模型的重新归算结果,使 V 明显减小。而 W-1066A 和 W-PREM 的结果相差较小,但与高精度的天文实测值相比, W-1066A 结果存在明显偏差。

表 2 弹性地球的章动理论值(单位: $\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$ 为角秒, V 为 10^{-4} 角秒)

	18.6年		1年		0.5年		13.7天	
	$\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$	V	$\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$	V	$\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$	V	$\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$	V
M-MII	-17.2058	-62	0.1411	-15	-1.3152	35	-0.2260	14
	9.2044	19	0.0049	-5	0.5719	-17	0.0972	-5
S-W	-17.1973	23	0.1420	-6	-1.3196	-9	-0.2273	1
	9.2018	-7	0.0051	-3	0.5739	3	0.0977	0
M-P	-17.1988	8			-1.3188	-1	-0.2273	1
	9.2022	-3			0.5736	0	0.0977	0
S-P	-17.1956	40			-1.3206	-19	-0.2273	1
	9.2012	-13			0.5745	9	0.0978	1
W-1066A	-17.1996	0	0.1426	0	-1.3187	0	-0.2274	0
	9.2025	0	0.0054	0	0.5736	0	0.0977	0
W-PREM	-17.1999	-3	0.1430	4	-1.3182	5	-0.2265	9
	9.2025	0	0.0055	1	0.5735	-1	0.0975	-2

四、地幔滞弹性和其他影响

1. 地幔滞弹性的影响

大量的地震资料表明, 地幔并不是完全弹性体, 而是一种具有一定粘滞度的滞弹体。对于线性非弹性问题, 由于响应的滞后, 使得直接从运动方程求出非弹性解变得十分复杂。然而, 对应性原理^[30]的引入, 使我们得以在频率域里, 采用和弹性问题相同的 Hooke 定律来考虑滞弹问题, 但拉梅参数已为复数, 并和频率有关。利用这种间接方法, 可通过解相应的弹性问题而获得非弹性解。

作为微分方程数值积分的变量, 复拉梅参数是向径的函数。不同的滞弹模型给出不同的复剪切模量 μ^* 。一种模型是假设在一个频率带内, 品质因子 Q 是常数^[31]。另一种方法是将 Q 视为频率的 α 次幂形式^[32]。Zschau 的滞弹模型采用应力松弛时间分布代替应变滞后时间分布, Q 不再受到约束, 但应力松弛时间遵循高斯分布。由于采用自动扩散过程的假设, μ^* 和 Q 将是深度和频率的函数, 它们是由大量的地球物理、天文和实验室数据求出的^[33]。

Dehant 采用 Wahr 理论和 PREM 模型的弹性参数以及 Zschau 的滞弹模型, 得到 $T_{\text{FCN}} = 463$ 天, J2000.0 的章动理论值列入表 3 第一栏。其中 V 是相对于 W-PREM 的差值, 反映了地幔滞弹性的影响。可以看出, 滞弹影响较小, 它的引入并没有解决观测值和理论值的差异, 而且对于某些章动频率, 这种差异反而变大。Wahr et al. 采用扰动理论, 同样证实了这个结论^[34]。VLBI 和超导重力仪得到 $T_{\text{FCN}} = 435$ 天^[1,35], 它和 Wahr 理论值相差 25 天, 考虑滞弹后, 这个差值增加到 28 天。如前所述, FCN 是由于核幔之间的相对旋转引起的。这样便存在一力矩, 力图使两根旋转轴重合。由于地球形变, 力矩减小, 周期变大。加入滞

弹效应, 形变增大, T_{FCN} 必然更大。由(6)式可知, 章动振幅反比于 $\omega - \omega_{\text{FCN}}$, T_{FCN} 增大意味着当章动周期小于 T_{FCN} 时, 章动振幅将减小, 而章动周期大于 T_{FCN} 时, 振幅变大。这和表 3 第一栏的结果是一致的。

2. 海洋负荷的影响

Sasao et al. 已证明, 在 FCN 的本征频率里, 旋转形变地球对周日海洋负荷潮汐的响应也是共振的^[36]。这意味着这种共振效应必将影响章动振幅。由于海洋的周日潮汐响应是非平衡的, 故需采用非平衡海洋模型计算海平面变化。设 a_R 为无海洋地球的圆章动, 考虑海洋影响后, 则有

$$a^* = (a_R + a_I) - ia_I \quad (7)$$

其中 a_R 和 a_I 分别为海洋扰动项的实部和虚部。Wahr et al. 采用四个非平衡海洋模型, 分别计算了 a_R 和 a_I , 但不同模型的结果有明显的差异, 以致难以确定哪个模型的结果最理想^[37]。我们将 Schwiderski K_1 模型的 a_R 和 a_I 值归算成椭圆章动, 列入表 3 第二栏, 其中 V 为相对于 W-1066A 的差值。结果表明, 海洋负荷对 $\Delta\epsilon$ 的影响小于 $0''.001$, 仍无法解释观测值和理论值的差异。Gwinn et al. 认为, 这是 FCN 共振频率的理论值的偏差引起的^[38]。

3. 地核扁率的影响

FCN 的频率可表示为^[39]

$$\omega_{\text{FCN}} = \frac{A}{A_m} (e_f - B)\Omega \quad (8)$$

其中 A 和 A_m 分别为地球和地幔的转动惯量, e_f 为液核的动力学扁率, 仅与液核形状和密度的二阶带谐项 Y_2^0 有关, B 是与液核形状无关的形变项, 约为 e_f 的 25%。Gwinn et al. 估计, 只要将平衡地球的液核赤道半径增加约 500 米, 就足以改变 e_f 值(比静态值约大 5%)。使 T_{FCN} 的理论值符合 VLBI 的观测值, 这和 Yoder et al. 的结论是一致的^[40]。然而, 核幔边界起伏的球函数展开(到四阶止)结果却完全相反(液核赤道半径应减小约 500 米^[41]), 但系数 C_2^0 的误差较大, 采用不同方法和不同资料, C_2^0 的推算值就明显不同。

为了得到正确的液核扁率, 有必要从理论上研究扁率的计算。众所周知, Wahr 理论采用的扁率是在地球处于静态平衡的条件下导出的。VLBI 结果表明, 平衡状态的地球将不是静态场。这就需要在非静态平衡的情况下, 重新计算平衡状态的参数(地球内部各层的扁率和

表 3 各种因素的影响(单位: $\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$ 为角秒, V 为 10^{-4} 角秒)

	18.6年		1年		0.5年		13.7天	
	$\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$	V	$\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$	V	$\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$	V	$\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$	V
地幔滞弹	-17.2014	-15	0.1423	-7	-1.3172	10	-0.2261	4
	9.2029	4	0.0053	-2	0.5730	-5	0.0973	-2
海洋负荷	-17.2026	-30	0.1422	-4	-1.3172	15	-0.2273	1
	9.2034	9	0.0052	-2	0.5730	-6	0.0977	0
液核扁率	-17.2063	-67	0.1472	46	-1.3169	18	-0.2272	2
	9.2046	21	0.0072	18	0.5730	-6	0.0977	0

初始重力), 并以 T_{FCN} 的观测值推算的液核扁率作为新的边界条件来约束 Clairauts 方程。Dehant 采用 Wahr 给出的新的扁率结果, 重新计算了章动振幅, 数值列入表 3 第三栏, V 是相对于 W-1066A 的差值。比较表 3 各栏数值可知, 液核扁率的改变, 影响最大。

五、讨 论

表 4 给出章动实测值和理论值。其中 VLBI (H86)、(H87)、(H88)和(S87) 分别是 Herring^[1-3]和 Sovers^[4]的结果, LLR (E85)是 Eubanks^[5]的结果, Astr. (L89)是光学观测结果^[6], V 是相对于 W-1066A 的差值。最后一栏 W-D 为 Wahr-Dehant 的理论结果, 它是由目前的采用值加上刚体章动理论的改进(表 1 最后一栏)、弹性地球模型的变更(表 2 最后一栏)以及地幔滞弹性、海洋负荷和改变液核扁率的影响(表 3)后得到的。由于 FCN 频率的共振效应, 表 4 中实测值的 V 主要是 T_{FCN} 的理论值和实测值不符合而引起的。鉴于实测值已达到足够的精度, 残差 V 应具有物理意义, 它可能是 Wahr 理论采用的核幔边界耦合模式的不完善而导致的。

比较表 4 各栏数值可见, 对于 18.6 年和周年项, W-D 结果和观测值符合得很好, 其中液核扁率的改正起了主要作用。但对于 0.5 年和 13.7 天项, 理论值和实测值的差异反而变

表 4 章动实测值和理论值的比较(单位: $\Delta\epsilon$ 和 $\Delta\psi$ 为角秒, V 为 10^{-4} 角秒)

	18.6年		1年		0.5年		13.7天	
	$\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$	V	$\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$	V	$\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$	V	$\Delta\psi$ 和 $\Delta\epsilon$	V
VLBI (H86)	-17.2076 9.2050	-80 25	0.1473 0.0072	47 18	-1.3174 0.5733	13 -3	-0.2286 0.0979	-12 2
VLBI (H87)			0.1479 0.0074	53 20	-1.3174 0.5733	13 -3	-0.2282 0.0981	-8 4
VLBI (H88)	-17.2051 9.2046	-55 21	0.1478 0.0075	52 21	-1.3177 0.5732	10 -4	-0.2282 0.0980	-8 3
VLBI (S87)	-17.2260 9.2078	-264 53						
LLR (E85)			0.1479 0.0075	53 21	-1.3168 0.5732	19 -4		
Astr. (L89)	-17.2036 9.2059	-40 34						
W-1066A	-17.1996 9.2025	0 0	0.1426 0.0054	0 0	-1.3187 0.5736	0 0	-0.2274 0.0977	0 0
W-D	-17.2095 9.2065	-99 40	0.1465 0.0069	39 15	-1.3139 0.5717	48 -19	-0.2259 0.0974	15 -3

大, 这表明上述改正的引入, 还不能解释所有频率中的理论值和实测值的差异。由第四节讨论可知, 13.7 天项的实测值的 V 意味着液核赤道半径应减小。Dehant 认为, 改变地球平衡状态的核幔边界的潮汐压力^[42], 就能解释这些剩余的差异。

如前所述, 非刚体地球的章动振幅通常是由它和刚体章动振幅之比 a/a_0 推算的。利用 Kinoshita (1979) 根据刚体地球角动量守恒方程, 按解析方法计算的刚体章动序列, Wahr 导出弹性无海洋地球的章动振幅。为了能在一个均匀旋转的参考系里, 得到地球表面对日月引潮力的响应, 两者振幅必须按同样方法计算, 即: 用数值方法从地心到地表积分运动方程。由此得到的 a/a_0 将与外部引潮位的振幅无关, 而只依赖于它的频率。因此, 改进章动采用值的一种方法是用数值积分重新计算新的刚体章动序列。表 1 第三栏就是这种尝试, 但它的影响很小。

一个地球模型主要是由大量的地震观测资料, 按某些物理假设, 经数学提炼后构成的。由于横向不均匀, 地球内任一点的拉梅参数和密度将不仅是向径的函数, 而且还和它的经纬度有关。因此, 1066A 或 PREM 等仅是一种平均模型, 它并不反映实际地球中该点的真实结构。然而, 考虑横向不均匀的章动理论和数值结果目前还尚未见到。

目前的章动理论是在球坐标系里, 根据一定的假设, 采用(5)式引入地球的椭率项。虽然地球的椭率很小, 但为了精确地描述地球内部各层和表面的形状, 一种更严格的章动理论应直接采用椭球坐标系。

参 考 文 献

- [1] Herring, T. A. et al., *J. G. R.*, 91 (1986), No. B5, 4745.
- [2] Herring, T. A. et al., in *Proc. IAU/IAG Symp. No. 128*, p. 293, Washington, (1987).
- [3] Herring, T. A., in *Proc. 20 th IAU General Assembly*, Baltimore, (1988).
- [4] Sovers, O. J. et al., in *Mapping the sky*, Paris, (1987).
- [5] Eubanks, T. M. et al., *JPL Geodesy & Geophysics Preprint No.135*, (1986).
- [6] 李正心, *天文学报*, 30 (1989), 39.
- [7] Woolard, E. W., *Astr. Pap. Wash.*, 15 (1953), Part 1.
- [8] Melchior, P., in *The Tides of the Planet Earth*, p. 35, Pergamon Press, Oxford, (1978).
- [9] Kinoshita, H., *Cel. Mech.*, 15 (1977), 277.
- [10] Seidelmann, P. K., *Cel. Mech.*, 27 (1982), 79.
- [11] Kinoshita, H. et al., *Publ. Intern. Lat. Observ. of Mizusawa*, 12 (1979), 71.
- [12] Bullesfeld, F. J., Ph. D. thesis, Univ. Bonn, (1986).
- [13] Xi Qinwen, *Bull. Inf. Marées Terrestres*, 99 (1987), 8786.
- [14] Schastok, Personal communication to Dehant, (1988).
- [15] Zhu S. Y. et al., Personal communication to Dehant, (1988).
- [16] Kinoshita, H. et al., in *Proc. 20 th IAU General Assembly*, Baltimore, (1988).
- [17] Molodensky, M. S., *Communs Obs. R. Belg.*, 288 (1961), 25.
- [18] Jeffreys, H. et al., *M. N. R. A. S.*, 117 (1957), 142.
- [19] Shen, P. et al., *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 46 (1976), 467.
- [20] Fedorov, E. P. et al. (eds), in *Nutation & the Earth Rotation*, p. 165, (1980).
- [21] Hinderer, J. et al., *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 71 (1982), 303.
- [22] Legros, H. et al., *Ann. Geophys.*, 3 (1985), 655.
- [23] Fedorov, E. P. et al. (eds), in *Nutation & the Earth Rotation*, p. 247, (1980).
- [24] Smith, M. L., *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 37 (1974), 491.
- [25] Wahr, J. M., Ph. D. thesis, Univ. of Colorado, (1979).
- [26] Smith, M. L., et al., *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 64 (1981), 223.

- [27] Wahr, J. M., *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 64 (1981), 705.
[28] Gilbert, F. et al., *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, Ser. A, 278 (1975), 187.
[29] Dziewonsky, A. D. et al., *Phys. Earth Planet Int.*, 25 (1981), 297.
[30] Biot, M. A., *J. Appl. Phys.*, 25 (1954), 11.
[31] Liu H. P. et al., *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 47 (1976), 41.
[32] Anderson, D. L. et al., *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 58 (1979), 431.
[33] Zschau, J. et al., in Proc. 10th Int. Symp. Earth Tides, p. 379, Spain, (1985).
[34] Wahr, J. M. et al., *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 87 (1987), 633.
[35] Neuberg, J. et al., *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 91 (1987), 853.
[36] Sasao, T. et al., *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 64 (1981), 729.
[37] Wahr, J. M. et al., *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 64 (1981), 749.
[38] Gwinn, C. R. et al., *J. G. R.*, 91 (1986), No. B5, 4755.
[39] Sasao, T. et al., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 29 (1977), 83.
[40] Yoder, G. F. et al., in Proc. IAU/IAG Symp. No. 128, p. 317, Washington, (1987).
[41] Morelli, A. et al., *Nature*, 325 (1987), 678.
[42] Dehant, V., in Proc. 19th IUGG General Assembly, Vancouver, (1987).

(责任编辑 舒似竹)

The Nutation Series of Various Earth Models

Zhu Yaozhong

(*Institute of Geodesy and Geophysics, Academia Sinica*)

Abstract

This paper presents the nutation theories of the rigid, elastic and inelastic earth models, describes the resonant effects of ocean loading and of changing the core ellipticity on the nutation series. Some recent results of theoretical research are also given. Finally, why there might be differences between the observational values and the theoretical ones in the nutation series is discussed.