生的^{14}C 都可用来确定土壤有机质更新周期, 此问题以及土壤^{14}C 年代学待进一步深入研究.

根据以上讨论可知, 鼎湖山自然保护区庆云寺、五棵松两森林土壤剖面有机碳均含快慢变化两组分, 快变化组分最大深度分别为 19.2 和 19.5 cm. 两剖面 $\Delta^{14}C$ 值均随深度增加而减少. 五棵松剖面 $\Delta^{14}C$ 值在 30~ 40 cm 层位锐减, 表明大约 1560 aBP 前该剖面附近地质环境发生大变动. ^{14}C 表观年龄还表明, 五棵松周围针叶阔叶混交林是在 425 aBP 的土壤上发育起来的, 与历史记载吻合. 庆云寺、五棵松两剖面核试验人为^{14}C 的穿透深度为 10 和 20 cm.

致谢 孔昭宸先生给予本工作十分有益的讨论和建议, 在此表示感谢. 本工作为广东省自然科学基金(批准号: 950686) 和中国科学院资源与生态环境研究重大项目(KZ951_A1_402-08-01) 部分资助.

参 考 文 献

1 余作岳, 彭少麟. 热带亚退化生态系统的植被恢复及其效应. 生态学报, 1995, 15(A): 1~ 17
2 屠梦照. 鼎湖山南亚热带常绿阔叶林凋落物量. 热带亚热带森林生态系统研究, 1984(2): 18~ 23
3 邓邦权, 吕禄成, 王德琼. 鼎湖山自然保护区林地土壤微生物呼吸代谢量与土壤碳素平衡的概算. 热带亚热带森林生态系统研究, 1990(6): 41~ 46
4 吴厚水, 邓汉增, 陈华堂, 等. 鼎湖山自然特征及其动态分析. 热带亚热带森林生态系统研究, 1982(1): 1~ 10
5 何金海, 陈兆其, 梁永奕. 鼎湖山自然保护区之土壤. 热带亚热带森林生态系统研究, 1982(1): 25~ 38
6 沈承德, 易惟熙, 刘东生. CO_2 全球循环及其同位素示踪研究. 第四纪研究, 1995(1): 53~ 62
7 Scharpenseel H W, Becker_Heidmann P. Twenty_five years of radiocarbon dating soil: paradigm of erring and learning. Radiocabon, 1992, 34(3): 541~ 549
8 Wang Y, Amundson R. Radiocarbon dating of soil organic matter. Quaternary research, 1996, 45: 282~ 288
9 Becker_Heidmann P, Scharpenseel H W. Carbon isotope dynamics in some tropical soil. Radiocarbon, 1989, 31(3): 672~ 679
10 Harkness D D, Harrison A F, Bacon P J. The temporal distribution of bomb ^{14}C in a forest soil. Radiocarbon, 1986, 28(2A): 328~ 337

(1997-11-04 收稿, 1998-03-02 收修改稿)

用卫星数据确定固体潮相位滞后

吴 斌 朱耀仲 彭碧波
(中国科学院测量与地球物理研究所, 武汉 430077)

摘要 由固体潮、海潮和大气潮产生的地球引力场变化可以从卫星轨道摄动中求解. 利用近 10 年的卫星跟踪数据求解出地球引力场的潮汐变化, 结合由 Topex/Poseidon 卫星测高得出的海潮模型, 并顾及大气潮模型改正, 求解出了在固体潮波 M_2 和 K_1 上的相位滞后, 分别为 0.12 和 0.13°. 这一结果与 Ray 最近用卫星数据得到的结果 0.16°和 Zschau 约束的理论解 0.21°相符. 而地面的重力潮汐方法结果则较离散.

关键词 **固体潮 海潮 相位滞后**

固体潮是固体地球对日月引潮力的响应, 它对地球引力位的时变影响可通过勒夫数和相

位滞后表征. 类似地海潮及其对地球引力场的影响可以通过负荷勒夫数和海潮的振幅和位相表示.

影响人造卫星轨道的主要摄动力包括地球引力场的常数项和由于潮汐和非潮汐产生的时变项. 通过对卫星精密定轨, 拟合高精度的卫星跟踪数据, 可以反演潮汐参数[1,2]. 此方法解出的潮汐参数包括固体潮和海潮及大气潮的总贡献. 随着近年来卫星测高的发展, 特别是 Topex/ Poseidon 卫星测高计划的成功, 直接从测高卫星观测海平面变化数据中反演高精度数值海潮成为现实. 因此, 将卫星跟踪数据解算出的总潮汐和卫星测高反演出的海潮参数相结合可以分离出固体潮部分.

勒夫数和相位滞后的实测是对固体潮理论的约束和检核, 传统的观测是用地面重力固体潮方法, 本文方法是从卫星观测数据中检测, 可作为独立方法, 相互补充. 本文研究表明对 M_2 和 K_1 潮波相位滞后为 0.12 和 0.13°, 而重力固体潮方法得出的结果比较离散. 本文仅限于讨论相位滞后.

1 理论模型

固体潮和海潮对地球引力位的贡献可通过球谐函数展开表示. 对固体潮来说, 其 95% 以上的能量集中在二阶潮上. 根据目前卫星跟踪数据和卫星测高数据的潮汐解所能达到的精度, 以下仅限于讨论二阶潮.

将勒夫数表示为某一模型给出的值和一个改正: $k_{s1}= k^0_{s1}+ \Delta k_{s1}$. 由卫星跟踪数据反演海潮参数时, 先固定固体潮勒夫数 k^0_{s1}, 并取相位滞后 $\varepsilon= 0$[3], 知实际上该方法解出的海潮振幅和位相(D^1_{s1m}, ε^1_{s1m}) 包括海潮和固体潮 Δk_{s1}, ε 的总贡献, 对有些潮波还包含较小的大气潮贡献[4], 它们对地球引力位总的改正记为 ΔV_1. 将参数 Δk_{s1}和 ε 引起的位改正记为 ΔV_2. 由卫星测高确定的海潮参数 D^2_{s1m}, ε^2_{s1m}表示的位改正记为 ΔV_3, 大气潮模型改正记为ΔV_A, 位 ΔV_1, ΔV_2, ΔV_3 和 ΔV_A 满足

$$\Delta V_1 - \Delta V_3 = \Delta V_2 + \Delta V_A. \tag{1}$$

另外, 用卫星测高数据解海潮模型时要扣除固体潮高改正, 考虑到对固体潮改正来说, $\varepsilon \neq 0$, $h_{s1}= h^\circ_{s1}+ \Delta h_{s1}$, 因此在 ΔV_3 中应扣除 Δh_{s1}和 ε 引起的潮高改正.

综上所述最后给出:

$$\alpha_s(D^1_{s2m}\cos\varepsilon^1_{s2m} - D^2_{s2m}\cos\varepsilon^2_{s2m}) = k^0_{s2}\sin\varepsilon + A^1_s\sin\varepsilon + B^1_s, \tag{2}$$

$$\alpha_s(D^1_{s2m}\sin\varepsilon^1_{s2m} - D^2_{s2m}\sin\varepsilon^2_{s2m}) = \Delta k_{s2}\cos\varepsilon + A^2_s\Delta h_{s2}\cos\varepsilon + B^2_s, \tag{3}$$

系数 α_s, A^1_s, A^2_s, B^1_s 和 B^2_s 见表 1, 其中 B^1_s 和 B^2_s 为大气潮改正项.

表 1 分潮波的系数

	α_s	$A^1_s\times10^{-2}$	$A^2_s\times10^{-2}$	$B^1_s\times10^{-4}$	$B^2_s\times10^{-4}$
M_2	0.954	-4.71	-7.73	0.44	1.75
K_1	0.818	-4.03	-7.73	0	0

2 数值结果及讨论

对于现有的观测数据和模型, 以下将用(2) 式计算 M_2 波和 K_1 波的相位滞后 ε. 用(3) 式计算 Δk_{s2}时受到 Δh_{s2}的影响将另文讨论.

(2) 式中的 D^1_{2m}, ε^1_{2m} 项采用表 2 中 GEM-T3[1] 和 IGG-SLR[2] 的结果. 其中 GEM-T3 海潮解采用了多颗卫星的跟踪数据, 以 SLR 为主. IGG-SLR 海潮解用的是 Lageos-1 卫星 11 年的 SLR 数据. 以上两种解各有特点, GEM-T3 解数据类型多, 有不同类型轨道, 稳定性好. 而 IGG-SLR 解用的 Lageos-1 卫星特别适宜于高精度的动力学定轨, 所以解算精度高. 相应地, D^2_{2m}, ε^2_{2m} 采用表 2 中 S & R[5] 和 CSR3.0[6] 的海潮解. 它们都是用 Topex/Poseidon 卫星测高数据给出的数值海潮模型, 但算法略有不同. 表 3 是本文依据(2) 式给出的不同组合在 M_2 和 K_1 波上的 ε.

表 2 M_2 和 K_1 海潮参数

M_2(m= 2)	$D_{2m}\cos\varepsilon_{2m}$/m	K_1(m= 1)	$D_{2m}\cos\varepsilon_{2m}$/m
GEM_T3	0.025 7	GEM_T3	0.022 8
IGG_SLR	0.025 4	IGG_SLR	0.023 0
CRS3.0	0.024 9	CSR3.0	0.022 5
S & R	0.025 0	S & R	0.022 1

表 3 不同组合的相位滞后解

M_2 组合	ε/(°)	K_1 组合	ε/(°)
GEM_T3 CSR3.0	0.16 ±0.09	GEM_T3 CSR3.0	0.06 ±0.12
GEM_T3 S & R	0.14	GEM_T3 S & R	0.15
IGG_SLR CSR3.0	0.10	IGG_SLR CSR3.0	0.11
IGG_SLR S & R	0.08	IGG_SLR S & R	0.20

表 4 给出本文和近年来其他作者结果的比较. Zschau[7] 对 M_2 给出类似本文(2) 和(3) 式, 但未顾及大气和固体潮高的修正项. 由于当时动力学海潮模型的限制, 难以给出有意义的结果. 另外 Zschau 用 Chandler 摆动的观测周期作约束, 依据单个吸收带模型, 直接估计了 M_2 波的 ε= 0.21°. Ray 等人[5] 用最新的卫星跟踪数据和 Topex/Poseidon 卫星测高数据对 M_2 导出了(2) 式, 且求得 ε= 0.16°. 由表 3 知本文结果平均值为 $\bar{\varepsilon}$= 0.12°. 还对 K_1 波给出了 $\bar{\varepsilon}$= 0.13°. 反映地幔滞弹及耗散的品质因子 $Q = 1/\tan\varepsilon$, 对本文结果有 Q = 409, 比 Chandler 频

表 4 相位滞后解比较

	M_2 的 ε/(°)	K_1 的 ε/(°)
本文	0.12	0.14
文献[7]	0.21	—
文献[6]	0.16	—
文献[9]	0.04	0.01
文献[9]	- 0.79	- 0.18
文献[9]	- 0.60	- 0.37

率上的 Q 值(Q< 100) 大[8]. 这意味着除了需要进一步精确测定 ε 外, 还要顾及是否固体地球在不同频域上 Q 值响应不同. 表 4 中的最后 3 行是用重力固体潮方法由 3 台分别在 Brussels, Strasbourg 和武汉的超导重力仪长期观测数据解出的 M_2 和 K_1 波的相位滞后[9]. 不难看出这 3 台超导重力仪给出的 ε 相差较大, 可能的原因包括仪器系统对潮汐信号的响应延迟和海潮及大气压改正模型的误差[9].

致谢 本工作为国家自然科学基金(批准号: 49634140, 49774229)资助项目.

参 考 文 献

1 Learch F J, Nerem R S, Putney B H, et al. NASA. Tech Memo 104555, 1992
2 Peng B B, Wu B, Hsu H T, et al. Earth and ocean tides recovered from SLR to lageos. Marees Terrestres Bulltin D′informations, 1995, 122: 9 249~ 9 255
3 Wahr J M. Body tides on a elliptical, rotating, elastic and oceanless. Earth Geophys J, 1981, 64: 677~ 703
4 Platzman G W. Planetary energy balance for tidal dissipation. Rev Geophys Space Phys, 1984(22): 73~ 84
5 Schrama E J O, Ray R D. A preliminary tidal analysis of Topex/Poseidon altimetry. J Geophys Res, 1994, 99: 24 799~ 24 808
6 Ray R D, Eanes R J, Chao B F, et al. Detection of tidal dissipation in the solid Earth by satellite tracking and altimetry. Nature, 1996, 381: 591~ 597
7 Zschau J. Tidal friction in the solid Earth: canstraints from the Chandler wobble period. In: Cazenave A, Anderson A, eds. Space Geodyhaimics. London: Academic Press, 1986. 315~ 344
8 朱耀仲. Chandler 摆动周期和 Q 值. 中国科学, B 辑, 1991(12): 1 334~ 1 340
9 Sun H P, Ducarmer B, Hinderer J, et al. Intercomparison of the tidal gravity observations with superconducting gravimeters at stations Wuhan, Brussels and Strasbourg. Proc 13th Symp Earth tides, Brussels: 1997. 186~ 198

(1997-07-18 收稿, 1997-12-12 收修改稿)

高反射率 $Ag_5In_5Te_{47}Sb_{33}$ 相变薄膜热致晶化的微观结构和光学性质的变化

刘惠勇 姜复松 门丽秋 范正修 干福熹
(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要 对磁控射频溅射法制备的 $Ag_5In_5Te_{47}Sb_{33}$ 相变薄膜热致晶化的微观结构和光学性质的变化进行了研究. 沉积态薄膜为非晶态, 其晶化温度为 160 ℃. 晶态薄膜中产生了立方晶态相 $AgInTe_2$ 和 $AgSbTe_2$ 及单质 Sb, 220 ℃退火薄膜中 $AgSbTe_2$ 相含量最大. 晶态薄膜的反射率高于沉积态, 并且 220 ℃退火的晶态薄膜反射率最大. 220 ℃退火薄膜为直径约 30 nm 的球状 $AgSbTe_2$ 相和短棒状 Sb 相.

关键词 磁控溅射 $Ag_5In_5Te_{47}Sb_{33}$ 相变薄膜 CD_E 系统 热致相变 光学性质

近年来, CD 制式光盘产品的发展十分迅速, 近两年可擦写 CD(CD_E)光盘的研究也在加紧进行, CD_E 光盘系统的标准已于 96 年 10 月制订出台. 为了能与原有的 CD 产品兼容, CD-E空白盘的反射率应较高, 因此对于高反射膜系的研究就显得十分重要. 由于相变材料具有优良的写擦循环性能, 因此绝大多数 CD_E 光盘的研究都以相变材料作为记录介质. 目前有关高反 CD_E 膜系的研究较少, 并且这些研究中均是采用在膜系中加入高反射率的 SiO_2 保护层或采用两层金属反射层的膜系来达到反射率的要求, 但这些膜系的记录功率都远高于