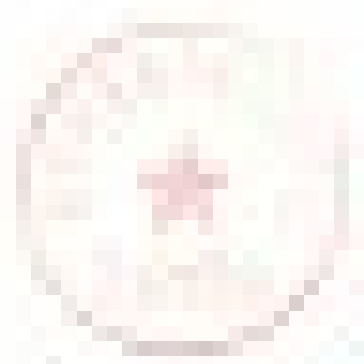


固体潮译文集

科学技术文献出版社

3083

34



中国科学院图书馆

内 容 提 要

本译文集收集了国外有关固体潮研究的 23 篇论文, 其中包括关于基本理论方面的 3 篇, 调和分析及资料处理方面的 8 篇, 固体潮观测研究方面的 9 篇, 综合评述的 3 篇。这些论文介绍了近十年来国外固体潮研究的现状、水平及动向。可供地球物理、天文、大地测量等科技工作者及大专院校师生参考。

固 体 潮 译 文 集

编 辑 者: 国家地震局地球物理研究所
《 国 外 地 震 》 编 辑 部
出 版 者: 科 学 技 术 文 献 出 版 社
印 刷 者: 中国科学技术情报研究所印刷厂
新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

开本: $787 \times 1092^{1/16}$ 印张: $14^{1/2}$ 字数: 371千字

1980年4月北京第一版第一次印刷

印数: 1—2,100册

科技新书目: 155—19

统一书号: 13176·76 定价: 1.30元

编 译 者 的 话

固体潮是指在日、月引力作用下引起的固体地球的弹性-塑性形变。它和地球物理学、天文学及大地测量学等有密切关系，也是地球动力学的重要内容之一。近十年来，由于观测仪器精度的提高和电子计算机的广泛应用，固体潮的观测与研究有了很大的发展。为了介绍国外固体潮研究的现状、水平及动向，促进我国固体潮的研究，我们汇编了这本译文集。本译文集主要介绍了比利时皇家天文台梅尔基奥尔教授的部分论文，以及在他领导下的国际固体潮中心（I.C.E.T.）当前所采用的调和分析方法与他们所作的西欧和世界重力固体潮剖面的成果。同时，还选译了美、苏、日等国学者的部分论文。但是，由于编译者水平所限，在论文的选择和编译工作中定有不当之处，敬希读者指正。

参加本译文集翻译、审校工作的有：刘克人、杜品仁、吴庆鹏、陈益惠等20位同志。责任编辑：靳君达。绘图：宋志敏、童妙纯、杨晓莲。

目 录

固体潮 (P·梅尔基奥尔).....	(1)
起潮力位的新计算 (D·E·卡特赖特等).....	(20)
潮汐谐函数的校正表 (D·E·卡特赖特等).....	(38)
固体潮的调和分析 (P·梅尔基奥尔).....	(49)
为处理固体潮记录组成的数字滤波 (A·P·维涅第柯夫).....	(69)
对任意长度的固体潮记录资料进行分析的方法 (A·P·维涅第柯夫).....	(81)
根据地球的周期性潮汐形变分离 M_3 波 ($8^h.279$) (P·梅尔基奥尔等).....	(97)
潮汐分析的维涅第柯夫法的某些性质——给西蒙的答复 (B·杜卡姆).....	(105)
固体潮记录的时间域分析 (三云健等).....	(108)
塔加尔重力固体潮的频谱分析 (C·П·巴尔谢科夫).....	(116)
国际固体潮中心 (I.C.E.T.) 的计算步骤 (B·杜卡姆).....	(123)
世界重力固体潮剖面 (B·杜卡姆等).....	(136)
世界重力固体潮剖面的基准台 (B·杜卡姆).....	(147)
西欧的重力固体潮图 (P·梅尔基奥尔等).....	(156)
地幔的横向不均匀性对固体潮振幅的影响 (C·M·莫洛琴斯基).....	(163)
勒甫数与负载系数的关系 (C·M·莫洛琴斯基).....	(168)
欧洲重力固体潮 M_2 波的海潮校正 (B·П·别尔采夫等).....	(172)
对于重力潮观测资料用解反演问题的方法间接作出的海潮图 (郭宗汾等).....	(174)
潮压: 由倾斜和重力观测确定的新斯科舍地壳构造与西北大西洋的 M_2 潮 (C·博蒙特).....	(185)
苏尔霍布断裂带上潮汐运动和构造运动的强度 (Л·А·拉蒂尼娜等).....	(204)
第七届国际固体潮讨论会上的主席致词 (R·勒卡拉兹).....	(211)
第八届国际固体潮会议介绍 (中川一郎等).....	(213)
苏联对固体潮的研究 (H·H·帕里斯基).....	(221)

固 体 潮

一、绪 言

固体潮现象是由于月球和太阳的引力作用而引起的地球弹性形变。如果地球是完全的刚体，则可以应用非常灵敏的仪器观测到垂线的微小周期变化（振幅大约为 $0''.04$ ）和重力加速度 g 的变化（振幅约为 2×10^{-7} ，即 $2 \times 10^{-6} \text{m/s}^2$ ）。这些扰动变化和它们的瞬时振幅，可以根据地球和月球的轨道要素以及月球和太阳的质量按不同的分量和所期望的精度计算出来。然而，地球决不是理想物体，它的形状是变化的，其向径变化可达 0.5 米，其实，地球所具有的物理性质，是遵循一种非常复杂的、至今尚很少了解的规律。这个问题是流变学的研究课题，它综合了弹性、粘性和塑性等基本原理。

整个地球的这些形变，显然受着引起这些形变的日月力的同样变化规律所支配，而这些形变对于我们所观测的潮汐振幅（或许还有相位）是有所影响的。此外，这些形变也可以用可变的内应变和体积膨胀来表示，所以测量的意义在于将观测到的现象同一个对理想刚体地球算出的同样现象进行比较。每一种主波的振幅比和相位差，在仪器精度能反映出来的情况下，就形成了地球物理研究的基本因素（Melchior, 1966）。

这里应当指出：固体潮这种现象是到目前为止我们能够对它事先算出正在起作用的力的唯一的地球形变现象。

自从洛德·凯尔文（Lord Kelvin）在1863年对弹性地壳进行研究以来，这种对比的原理就成为研究固体潮的方法。可是近几年来，因为有了杰弗里斯（H. Jeffreys）、维森特（R. O. Vicente）、贾罗西（H. Jarosch）、佩克里斯（C. L. Pekeris）、奥尔特曼（Z. Alterman）、竹内（H. Takeuchi）和莫洛琴斯基（M. Molodensky）等人的工作，理论上的研究有了重要的进展，我们后面还要读到他们的重要结论。但是，看来在这里指出这样一点是恰当的，就是对测得的地球物理特性进行比较，不再局限于绝对刚性的地球模式，现在已经有了更接近于真实的模式可供我们应用了。这种模式具有液态核，并且是根据最近的地震学的结果来建立的。近代的理论使科学工作者能够预料到，地球随着它所经受的形变类型的不同而有不同的运转。为了了解其理由，需要首先叙述一下形变的几何性质，然后叙述随后的观测条件。

自从国际地球物理年以来，广泛采用了两种仪器：重力仪和水平摆。前者用于测定日月引力变化而引起的重力加速度的变化，其原理是有一根受弹簧支持的水平摆，弹簧用来平衡 g 的地区平均值， g 的任意瞬间变化引起水平摆的偏转，将此偏转放大并量测出来，或者用来作为反馈信号。水平摆通常用石英制成，它悬挂在两根石英细丝上，在水平力的作用下绕近似的垂直轴旋转，这就好似它的底座倾斜了一样。现在正在发展垂直摆，也是用来测量水平力的。

现今，潮汐现象还用伸缩仪来观测，它是测量由于地壳潮汐形变而引起的线性伸缩。由这些形变所引起的影响在现代天文经纬度观测和地球旋转速度的变化中已被察觉，专门的仪器问题将在第9节中去讨论。

二、潮汐形变的几何特征：观测条件

月球（或太阳）位的最简单的表达式可用摄动体的局部坐标求得，即天顶距 Z 和方位角：

$$W_2 = -(G\mu/2)(a^2/r^3)(3\cos^2 Z - 1) \quad (1)$$

式中： μ 是月球和地球的质量比； a 是到地球中心的距离； r 是月地距离； G 是引力常数。

为了使这个数学式更便于运算，需要同时引用赤道坐标（时角 H 和赤纬 δ ）和台站的天文坐标（纬度 φ 和经度 λ ），这样就可以应用拉伯拉斯方法将位分解成三项，它的数学形式如下，其几何表示如图1：

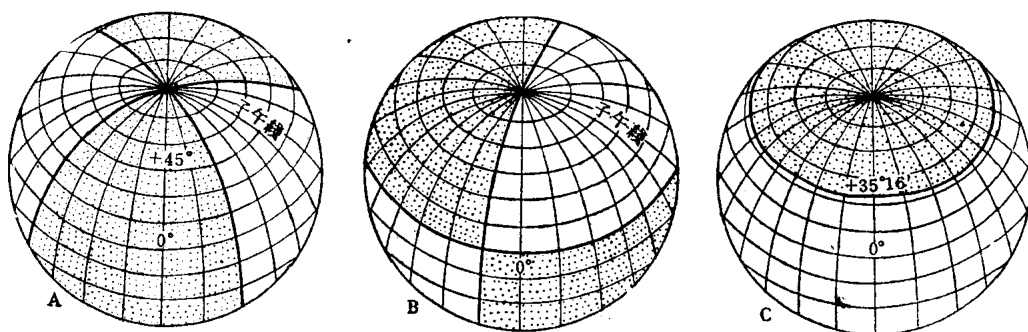


图1 潮汐位的地理分布：A——扇函数；B——田函数；C——带函数。

$$W_2 = D(c/r)^3 \{ \cos^2 \varphi \cos^2 \delta \cos 2H + \sin 2\varphi \sin 2\delta \cos H + 3(\sin^2 \varphi - 1/3)(\sin^2 \delta - 1/3) \} \quad (A) \quad (B) \quad (C)$$

式中： $H = t - \alpha - \lambda$ ； t 是地方恒星时； $D = (3/4)G\mu(a^2/c^3)$ ，是杜森（A. T. Doodson）常数； C 是月地平均距离。

这三项（A，B，C）表示三种二阶球面谐函数：

（A）这些函数的第一项只有子午圈作为结点线，它们位于摄动体所在的那条子午圈两边的 45° 上，这些线将球划分成四个扇形，其中函数正负相间。 W 为正值的区域是高潮区， W 为负值的区域是低潮区；函数称为扇函数。相应于这个函数的潮汐周期是半日的。当摄动体的赤纬为零时，赤道上的振幅最大，在极点上无潮。按扇形划分规定的地球表面质量分布的变化，即不会改变惯性极的位置，也不会改变主惯性矩（它影响地球的旋转速度）。

（B）第二项函数以子午圈（从摄动体子午圈起算到 90° ）和赤道作为结点线，它是田函数。由这个函数划分球面的那些区域随着摄动体的赤纬而改变它们的符号。相应潮汐的周期为一天，其振幅在纬度 $N45^\circ$ 和 $S45^\circ$ 处最大，此时摄动体的赤纬是最大值。按田形划分规定的地球表面质量分布的变化，将改变惯性极的位置，而不改变主惯性矩 C （由自由极运动而引起的摄动位具有同样形式）。

（C）第三项函数只与纬度有关，它是带函数，其结点线为 $\pm 35^\circ 16'$ 的平行圈。因为它只是摄动体赤纬正弦平方的函数，所以它的周期对于月球为14天，对于太阳为6个月。按带形划分规定的地球表面质量分布变化，不改变惯性极，而改变主惯性矩 c ，所以根据第三欧

拉方程 ($c\omega = \text{常数}$)，可以预料，具有上述周期的地球旋转速度是有变化的。等位面在极点上下降 28^{cm} ，在赤道上升高 14^{cm} ，这个长期潮汐的影响使地球扁率微微地增大。

为了获得纯粹的调和展开式，根据杜森，需要引进六个独立变数：月球的平太阴时(τ)，月球的平黄经(s)，太阳的平黄经(h)，月球近地点的黄经(p)，月球升交点的黄经(n)和近日点的黄经(p_s)。这些变量实际上是时间的线性函数，纽康(S.Newcomb)已给出关于太阳的函数，布朗(E.W.Brown)给出关于月球的函数。由此就可以把它分解成数量甚多的波。这里将举出其中最重要的波，因为只有它们才能使我们得出在地球物理方面有

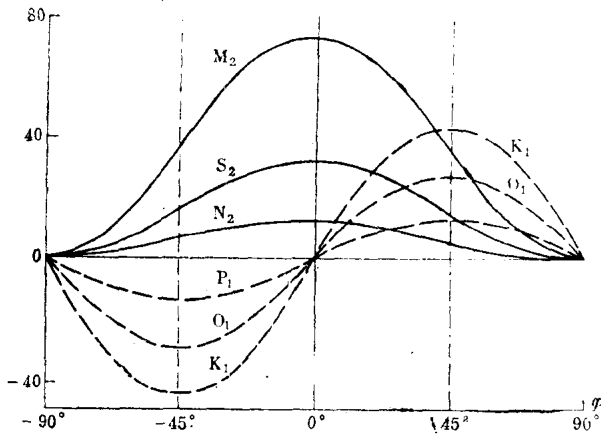


图2 作为纬度的函数的潮汐力垂直分量的主波振幅的变化， K_1 ， O_1 ， P_1 ：田形周日波； M_2 ， S_2 ， N_2 ：扇形半日波，单位= 10^{-8}m/s^2 (= 1 微伽)

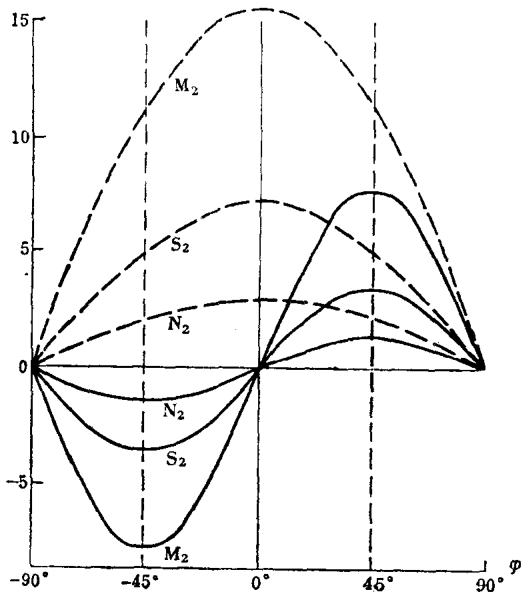


图3 作为纬度的函数的潮汐力水平分量的扇形主半日波 (M_2 ， S_2 ， N_2) 的振幅变化。东西分量：-----；南北分量：———；单位= 0.001 。

用的结论。月球的主半日波称为 M_2 (周期为 $12^{\text{h}}25^{\text{m}}14^{\text{s}}$)，太阳的主半日波称为 S_2 (周期为 12^{h})，月球的椭圆波称为 N_2 (由于月球轨道偏心率而引起的，周期为 $12^{\text{h}}39^{\text{m}}30^{\text{s}}$)，日月的主周日波称为 K_1 ，它的周期精确地等于一个恒星日 ($23^{\text{h}}56^{\text{m}}4^{\text{s}}$)，月球的主周日波称为 O_1 (周期为 $25^{\text{h}}49^{\text{m}}10^{\text{s}}$)，太阳的主周日波称为 P_1 (周期为 $24^{\text{h}}4^{\text{m}}$)。

因为地球和月球的轨道要素，以及月球和太阳相对于地球的质量比是已知的，所以可以算出这些波中的每一种波的振幅，它们是观测点纬度的函数。图2，3和4给出这些波的图解，对这些图需要作几点说明：

(1) 在垂直分量中，在低纬度处不必去求周日波，因为在赤道上，它们为零，而半日波在该处有最大值。周日波的最大值发生在纬度 45° 处，在 40° 处 M_2 的振幅等于 K_1 的振幅，在 50° 处等于 O_1 的振幅，所以这就说明了在这两个带上设立台站是有显著意义的。在前一带上实际上给出纯粹的半日波影响，而另一带则给出最佳条件下的周日波。

(2) 在南北水平分量中，周日波不发生在纬度 45° 处，因为目前大多数在使用的台站 (欧洲，日本和苏联) 都靠近这个纬度，所以对于具有这种分量的波期望得到可靠的结果是徒劳的。为此，必须建立赤道的或高纬度台站，在这些台站上，这些波达到最大值，而半日波为零。这就说明为什么梅尔基奥尔和博纳茨 (M.Bonatz) 要在斯匹兹卑尔

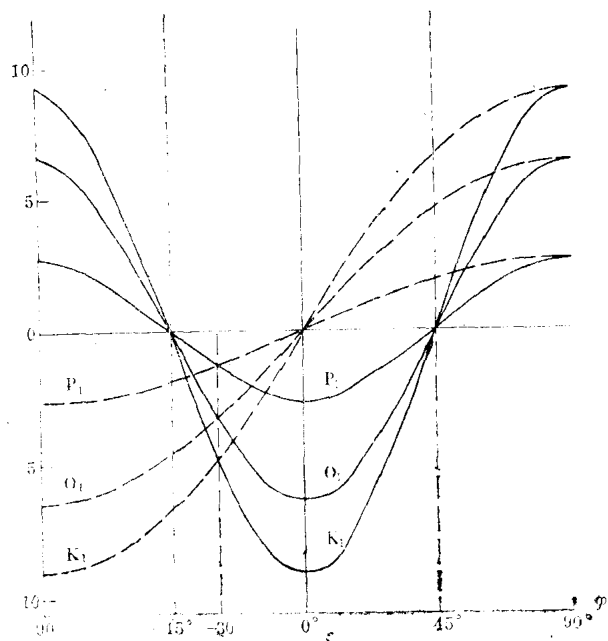


图4 作为纬度的函数的潮汐力水平分量的田形主周日波 (K_1 , O_1 , P_1) 的振幅变化。
东西分量:-----; 南北分量:———; 单位=0.001。

根 (Spitsbergen, 纬度 78°) 建立这样的台站。

(3) 在东西水平分量中, 半日波在赤道上的数值最大, 而无周日波, 在中纬度, M_2 依旧是主波, 但两种波是同一个数量级的。

(4) 在极上, 垂线应该是固定不动的 (扇形半日波就是如此) 或者必然描绘成一个圆锥面。诚然, 田形周日波就是这样。

三、勒甫数

如前所述, 研究的方法主要在于将每一个波的观测振幅和相位同刚体地球模式算出的数值进行比较, 因而由观测 (振幅比和相位差) 求得的参数对于重力变化和垂线偏差都是不同的, 月球引力使 g 值减小。在这种引力的作用下, 地壳由于潮汐的影响而上升, 由此地面上的重力仪就背离地心, 而重力又进一步减小, 所以产生增幅, 并且观测的振幅因子 (观测振幅和理论振幅的关系) 将大于 1; 另一方面, 地壳在与垂线偏差相同的方向上倾斜了, 因为它力图依然垂直于垂线。这种形变部分地抵偿了摆的摆动振幅, 因此观测的振幅因子对水平分量来说将小于 1。

勒甫 (A. E. H. Love) 对这些振幅因子导出了简单的表达式, 它是弹性和密度内部分布的参数的函数。对于不同的模式可以用理论展开的方法计算勒甫数。

应变张量是对称的, 所以它有六个独立分量, 因而要解算的方程组是六阶的。

勒甫理论的主要思想是: 因为摄动位可以足够近似的用一个二阶球函数来表示, 所以在

地球上由这些位所产生的所有形变都可以用同样谐函数来表示, 这些谐函数含有对每一种现象都是特定的数值系数。这个系数是勒甫数中的一个, 或者是这些数的一种简单代数组合。因此由二阶位 W_2 所导出的力将在固体的每个点上产生向径位移 ξ 和体膨胀 Θ , 其表示式如下:

$$\xi = H(r)W_2/g \quad (3)$$

$$\Theta = F(r)W_2/g \quad (4)$$

式中 r 是计算点离开地心的距离, 在此处所讨论的系数只与向径距离有关。同样, 由形变本身以及随体膨胀和表面物质位移而形成的密度变化所引起的位可用下式表示:

$$V = K(r)W_2 \quad (5)$$

作用在垂线上的日月力沿子午圈和平行圈方向的分量是与沿子午圈和平行圈位的变化相应的。垂线方向是作用在特定点上的合力, 因而是日月力和重力加速度的组合。重力加速度的变化在这里是微不足道的, 于是垂线偏差变为:

$$\begin{cases} n_1 \approx \text{tg} n_1 = (\partial W_2 / \partial \theta)(ag) : \text{沿子午圈分量} \\ n_2 \approx \text{tg} n_2 = (\partial W_2 / \partial \lambda)(ag \sin \theta) : \text{沿卯酉圈分量} \end{cases} \quad (6)$$

如果我们追溯到勒甫的想法, 则在两个方向上的位移表示为:

$$\begin{cases} v = (L(r)/ag)(\partial W_2 / \partial \theta) : \text{沿子午圈分量} \\ w = (L(r)/ag \sin \theta)(\partial W_2 / \partial \lambda) : \text{沿卯酉圈分量} \end{cases} \quad (7)$$

对进行观测的地球表面, 我们一般可写成:

$$\begin{aligned} H(a) &= h \\ K(a) &= k \\ L(a) &= l \\ F(a) &= f \end{aligned} \quad (8)$$

这些就是勒甫数, 所以 h 表示地表面上的地球潮高和相应的静止海潮高之比; k 是由这种形变引起的附加位和畸变位之比; l 是地壳的水平位移和相应的静止海潮的位移之比; f 是地表面上体膨胀和相应的静止潮高之比。

重力强度变化(垂直分量)按下列比例扩大:

$$\delta = 1 + h - (3/2)k \quad (9)$$

而垂线摆动按下列比例减少:

$$\gamma' = 1 + k - h \quad (10)$$

所以沿三个分量的观测使我们有可能算出两个勒甫数 h 和 k , l 则从直接的应变测量中求得 (Melchior, 1972, vol.3)。

固体潮的研究范围从1957年以来大为扩大了。当时通过国际地球物理年的鼓励, 为连续记录观测制定了一个计划。在那个时候, 问题只能认为是局限于对地球内部的物理进行专门的研究。由于测得的振幅微小, 所以对于其它研究范围似乎没有真正的实际意义。新技术的发展, 随着精度不断提高, 从根本上改变了这种看法。下面我们将研究从1957年以来提出来的一些新问题。

四、与基础天文学有关的固体潮

1. 岁差-章动

岁差-章动现象和地球田形周日潮的关系已经有了论证 (Melchior, 1972, vol.4, 第二章),

这对液核效应有着特别的重要性。由外部物体对天体引起的力学扰动将产生几种综合现象：

- 1) 在空间惯性轴和旋转轴的岁差和章动；
- 2) 相对于地球本身的旋转轴的周日章动；
- 3) 在第一节中所述的垂线偏差和重力强度的潮汐周期变化。

这些有关联的现象的振幅和周期有着简单的相互联系形式，但这在经典的天体力学著作中却没有明确地表达出来。其实，产生岁差和章动的转矩是由田形周日潮汐力引起的。

章动是地球形状轴的运动，这种运动在一个实际为固定轴的惯性系统中形成的，而潮汐是在相对于地球为固定的各点上观测的，地球的旋转角速度为 $\omega = 2\pi/t = 15^\circ.041/\text{小时}$ ，由此得出定理一。

章动频率可以根据相应的潮汐频率 ω_i 采用“恒星频率”($\omega = 15^\circ.041/\text{小时}$ ，世界时)的简单减法直接求得。同理，根据相应潮汐的振幅可以算出章动的振幅。

至于它的田形部分，潮汐位是展开成一波对，它们的频率 ω_i 相对于恒星速度 ω 是完全对称的。

由此得出的定理二是：

其频率与恒星频率相对称的两个波只形成同一个章动波，它们的振幅之和给出章动椭圆的长半轴，它们的振幅之差给出短半轴。

反之，我们可以把椭圆章动看作是相当于两个速度相等方向相反的圆章动，此两圆章动相应于两个对称潮汐波。这种展开的主波，随同相应的章动，列于梅尔基奥尔和杰里斯(Georis 1968)的表2中。

1957年，杰弗里斯继续了斯鲁茨基(Th. Sloudsky)和旁卡(H. Poincare)的研究。他证明出，由于液核中的运动，共振效应出现在其周期接近于恒星日周期的波上(K_1 和周期比它稍小一些的 P_1)。在维森特的协作下，他探讨了两个具有液核的模式。莫洛金斯基在1961年进行了类似的研究，他的结果与杰弗里斯和维森特的结果不十分相同。根据这些理论计算，我们所期望的能根据记录以某种精度推得的三个周日波将具有如表1所示的振幅系数值。

表1 理论模式

波	杜 森 符 号	$\gamma = 1 + K - h$			$\delta = 1 + h - \frac{3}{2}K$				
		JV1	JV2	MO1	MO2	JV1	JV2	MO1	MO2
K_1	165,555	0.714	0.693	0.734	0.730	1.183	1.185	1.136	1.142
P_1	163,555	0.676	0.696	0.699	0.697	1.209	1.172	1.154	1.158
O_1	145,555	0.658	0.658	0.688	0.686	1.221	1.211	1.159	1.164
半 日		0.704	0.675	0.686	0.685	1.152	1.188	1.160	1.164

(JV: 杰弗里斯-维森特模式; MO: 莫洛琴斯基模式)

试验结果 (16000 个观测日)

		水 平 摆		重 力 仪				水 平 摆		重 力 仪	
K_1	165,555	0.749 ± 0.005		1.140 ± 0.005		O_1	145,555	0.674 ± 0.005		1.164 ± 0.001	
P_1	163,555	0.717 ± 0.018		1.155 ± 0.030							

因此, 和这些潮汐波有关的章动, 它们的振幅将受到动力效应的影响, 因为这些效应取决于每个波的频率, 并且共振频率不正好是 K_1 波的频率, 所以频率对称于 K_1 的两个波所受到的现象的影响将是不同的, 并且对在经度和黄赤交角上的相应章动都将发生同样情况。由此章动椭圆的偏心率在这种效应下发生了变化。

O_1 波服从静力学理论, 并且不大受到海洋间接作用(见第六节)或大气摄动的干扰, 因为它的周期是 25^h49^m 。表1的结果使我们得出下列勒甫数:

$$k = 0.317 \pm 0.011$$

$$h = 0.638 \pm 0.017$$

2. 地球旋转速度的周期变化和不规则变化

由带形潮形变引起的位对于任一外部点可以写成:

$$W_z = kW_z(a/r)^3 \quad (11)$$

(Melchior, 1972, vol. 3, 第45页), 或者写成:

$$W_z = G(\delta C - \delta A)(3\cos^2\theta - 1)/(2r^3) \quad (12)$$

(Melchior, 1972, vol. 2 第16页)。

若假设地球是不可压缩的(巴利斯基(N.N.Pariskii)和别尔采夫(B.P.Pertsev)最近证明这个假设是不需要的), 则进一步有

$$\delta A + \delta B + \delta C = 0 \quad (13)$$

$$\delta A = \delta B \quad (14)$$

从(11)和(12)式的恒等得

$$\delta C/Ma^2 = k\mu(a/r)^3(\sin^2\delta - 1/3) \quad (15)$$

而根据第三欧拉方程

$$\delta\omega/\omega = -\delta C/C \quad (16)$$

引进杜森的带形潮展开式, 则求得地球旋转变化的各种不同的周期性分量, 如梅尔基奥尔(1972)在第4卷中所述。

在这些分量中, 双周波在7天内可能产生1.5毫秒(时秒)的变化, 半年波在91天内产生

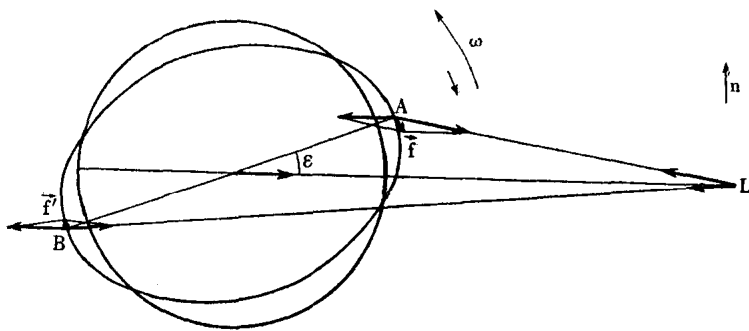


图5 由于扇形潮而引起的减速效应。图平面是赤道平面。 ω 是地球的旋转速度, n 是月球的角速度 $\approx \omega/27$ 。由A和B隆起所表示的潮汐膨胀必须以负的角速度 $n - \omega$ 仍旧旋转到月球方向上, 不过内摩擦相对于月球产生滞后 ϵ 。潮汐力的矢量图说明在地球旋转的反方向上有残留转矩, 其指向以靠近 ω 的短箭头来表示。

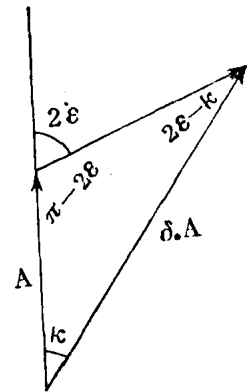


图6 理论的日月引力A与物体形变效应的矢量和, 就得出观测的效应: 振幅 δA 和相位滞后 K 。矢量图可以导出实际物体的滞后 2ϵ 。

9.4毫秒的变化,而周期为18.6年的结点波在9年内产生170毫秒的累积效应。近几年来由于授时技术的进展,使我们有可能检测这些效应,并且设法根据地球这样的效应来直接求定勒甫数 k 。马科维茨(W. Markowitz)在1958年求得了第一个数字结果,在1962年皮尔尼克(G. P. Pilnik)根据大量的时间观测求得 $k=0.301\pm0.004$,朱罗维斯(Djurovic)和梅尔基奥尔(1973)在最近的研究中辩认了地球旋转速度中的七个潮汐分量。

3. 地球旋转的长期减速

显然,若无由内摩擦引起的能量消耗,则地球的周期形变就不会存在。因为固体潮形变相对于潮汐位一定有微小的相位滞后 2ε ,则扇形族固体潮就产生转矩 N ,它作用在与地球旋转的反方向上(见图5)。

$$N = (8\pi/15)A^2\cos^4\delta(5\bar{\rho}a^6/3g)k\sin 2\varepsilon \quad (17)$$

式中: $A=(3/2)(G^4/C^3)$; a : 地球的平均半径; $k=0.316\pm0.010$ (第二勒甫数); δ : 月球或太阳的赤纬; $\bar{\rho}$: 地球的平均密度; g : 重力加速度; G : 引力常数。 则得

$$N = 5.4 \times 10^{17} \text{ (牛顿} \cdot \text{米)} \times \sin 2\varepsilon \quad (18)$$

而能量消耗率是

$$N(\omega - n) = 3.8 \times 10^{13} \text{ 瓦特} \times \sin 2\varepsilon \quad (19)$$

式中 n 是月球的角速度。

重力仪测得的是这个潮汐形变的垂直分量,它应该直接给出潮汐膨胀的相位角和为计算地球旋转减速度所需要的参数。可是所采用的重力仪是大大阻尼过的仪器,阻尼带来了仪器的相位滞后,这不是常常都能精确已知的,而是可以确定的。但是以前所讨论的海洋间接效应在半日潮中产生很大的扰动。它的结果是 M_2 波的相位表现出系统的区域性分布,如表2所示。

表2 相位差

西 欧	超 前	0°7
东 欧	滞 后	1°7
地中海带		
苏联,亚洲,日本		
	滞 后	3°5

因为海洋半日潮的振幅很小,所以其影响也很小,并且固体潮波 K_1 和 O_1 的相位滞后比半日潮的相位滞后要均匀得多,看来不大于 $0^\circ 30'$,这对于潮汐膨胀则给出相位滞后 $2\varepsilon=4^\circ$ 。由实验测得的相位,如图6所示,是 K ,

而纯潮汐形变是 2ε ,它常常大于 K 。对于 4° 的相位滞后

$$N(\omega - n) = 2.7 \times 10^{12} \text{ 瓦特} \quad (20)$$

这就意味着100000年一天延长2秒,这同天文学和古生物学给出的数据恰好一样,它相当于现在测得的热流量的20%左右。此时假设所有的热流量均通过地壳。当然这点绝不能认为是已经被证明了的,但它说明在这些不同类型的测量之间是没有矛盾的。

海潮通过对海底的摩擦也产生减速度,这种现象是大家所熟知的,并对这种影响还进行过几种估算(泰勒(G. L. Taylor),杰弗里斯,海斯坎宁(W. Heiskanen),格罗维斯(G. W. Groves),芒克(W. H. Munk),米勒(G. M. Miller)和巴利斯基)。对这样的计算采用了两种性质不同的方法。由泰勒提出的第一种方法在于估算浅海中的能量消耗。这就要已知海底的摩擦结构,以及潮汐流的速度和高度,而这些是未知的。

另一种方法在于确定月球和太阳对潮汐波所产生的转矩,这就需要所有海洋和每个波的等潮图。这种等潮图,不论是实验的(迪特里希(G. Dietrich)),还是理论的(佩克里斯(C. L. Pekeris),波塔洛夫(K. T. Bogdanov)),都不是很可靠的。

可是由不同作者采用某种方法求得的能量消耗的总量具有同样数量级,消耗的功率是 dE/dt ,并且

$$1 \times 10^{12} \text{ 瓦特} \leq \frac{dE}{dt} \leq 4 \times 10^{12} \text{ 瓦特}$$

有人设想,这完全可以用潮汐流而引起的海洋摩擦来解释。下列这样一种假设是很难接受的,即因为海平面变化,而主要是冰河作用相当大地改变了海洋深度,因而也改变了潮汐流,所以海洋潮汐流在过去总是一样的;反之,地球固体潮在这种现象中起着长期作用,并且也能解释地球减速的整个现象。所以可以断定,正确地估算哪一部分是由于海潮影响,哪一部份是由于固体潮影响,以及它们的相互作用是必要的。

兰伯克(Lambeek)和卡泽内夫(Cazenave)曾经证明(1973),有可能把海潮和大气潮的影响从地球固体潮的影响中分离出来,并且求得一个与地面测量相符合的k值。

4. 卫星轨道的摄动

扇形半日期引起人造卫星轨道要素的周期变化,牛顿(R. R. Newton, 1968)对卫星研究了倾角和交点赤经的摄动,并给出:

$$k = 0.336 \pm 0.028$$

古在由秀(Kazai, 1968)根据三个其它卫星的倾角摄动求得:

$$k = 0.29 \pm 0.03$$

最近史密斯等(Smith, 1971)用Beacon Explorer卫星的激光测距独立地求得:

$$k = 0.35 \pm 0.05$$

这些确定结果与 M_2 和 S_2 波有关,并且一定含有海波的成份。然而还不能对这些波进行计算。古在由秀也试图以动力扁率值的周期振动的形式确定带形潮

$$J_2 = (C - A) / Ma^2$$

5. 激光测距

本德(Bender, 1972)最近的报告指出,对月球上的三个逆向反射器的激光测距具有15cm的中误差,并可达到1或2cm。由于地球的径向潮汐形变具有30至40cm的振幅,所以对它必须予以考虑。但是,正如马尔霍兰(Mulholland, 1972)所报导的,分析简单的弹性地球模式是不足以精确计算这种潮汐形变的,而要在有关的现场做试验测量。为此目的,应该精确地计算月球的径向潮。要做到这一点,必须用安置在月球上的重力仪对月球求得勒甫数(阿波罗17号计划)。不过,要根据激光测量去求得它们也许是困难的,因为月球上的固体潮和天平动具有同样的周期。

五、重 力 测 量

由于频率测定和光干涉仪的精度大大提高,现在g的绝对测定精度可达到 10^9 分之一,或者 $1 \times 10^{-8} \text{ m/s}^2$ (1微伽)。试验者测定的方法是在真空中,或用隅角立方体的自由下落(哈蒙德(J.A. Hammond)和法勒(J.E. Faller))或用类似的立方体向上抛掷的上下运动(佐久间晃彦(A. Sakuma)) (Melchior, 1972, vol. 2, 第二章)。

在大地动力学中新的问题是这样提出的:在任一个台站上g的数值是常数吗?根据佐久间晃彦的回答是:否。

将不同地点和不同时期的这样的测定进行比较,问题将会得到解决,不过只有当潮汐改正以相应精度给出才行。这里简单的解析模式又是不够的。

六、海 洋 学

固体潮和海潮之间存在着密切的相互作用。在每种固体潮影响中都含有海潮成份，简单地分析观测值是难以将这种潮汐分离出来的，因为这两种潮汐的频率是相同的。

我们原来的目的是要用计算或者实验分离的方法去消除这些海洋影响，以便限于研究固体地球现象。最近由于对海潮分布和地壳构造有了足够的认识，所以郭宗汾(J.T.Kuo)提出解决逆问题，即获得地壳的模式，并根据恰当选择的台站网改进等潮图。在这个计划中进行的工作包括：美国潮汐重力横断面(1968—1970)，欧洲潮汐重力横断面(1970—1973)和天文大地计划，斯匹兹卑尔根(1968—1970)。

在20世纪初，根据早期观测结果的检验所记录的第一个结果是子午圈和卯酉圈分量提供

表 3 M_2 的垂直分量的相位滞后(度)

西	欧	苏	联	西	欧	苏	联
于克勒 1 (Uccle)	1.48	普尔科伐	-2.09	弗赖贝格 (Freiberg)	0.40	京都	-2.17
于克勒 2	1.56	克拉斯纳亚部 (Krasnaya)	-4.23	中欧		水泽	0.33
于克勒 3	1.79	莫斯科	-1.34	凯塞尔贝奇 (Kieselbach)	-4.92	南美	
于克勒 1,2,3	1.30	基辅	-2.82	波茨坦	-0.57	加拉加斯	-0.98
杜尔贝斯 (Dourbes)	0.51	波尔塔瓦 (Poltava)	-1.30	贝里吉舒贝尔 (Berggieshubel)	-3.56		
韦德林 (Vedrin)	0.03	辛菲罗波尔 (Simferopol)	0.40	蒂蒙尼岛 (Tihany)	-4.04	非洲	
巴提斯 (Battice)	0.95	梯比里斯 (Tbilissi)	1.20	博罗维斯 (Borowiec)	-0.8	巴马科NAL (Bamako)	-1.63
迪南特 (Dinant)	-0.57			斯堪的纳维亚		巴马科1 ASK	-3.90
卢森堡	1.08	亚洲		斯德哥尔摩	-2.46	巴马科2 ASK	-1.30
施特拉斯堡 (Strasbourg)	1.06	塔尔噶尔 (Talgar)	-3.43	赫尔辛基 1	-0.45		
卡尔斯鲁厄 (Karlsruhe)	1.01	塔什干	-4.10	赫尔辛基 2	-0.85		
法兰克福/M (Frankfurt/M)	0.72	阿拉木图	-3.51	南欧			
波恩 1	0.38	伏龙芝	-3.60	索非亚	-1.45		
波恩 2	1.40	新西伯利亚	-1.10	赫诺瓦 (Genova)	-0.20		
汉诺威 (Hannover)	1.49	德黑兰	-4.27	的里雅斯特 (Trieste)	-0.80		
柏林	0.49	海得拉巴 (HYderabad)	-4.63	科斯托扎 (Costozza)	-1.58		
巴特萨尔恩根 (Bad Salzungen)	-0.04	兰乔 (Langchow)	-2.88	雷希纳 (Resina)	-1.90		

表4 西欧水平摆结果的比较。 $\gamma=1+k-h$ 是振幅因子, α 是相位(度); (-)是滞后

	东西分量 γ	M ₂ 波 α		东西分量 γ	M ₂ 波 α
1. 斯克莱累克斯1, 2, 3 (Sclaigneaux)	0.851	10.16	12. 铁费尔科宁斯特 (Tiefer Koningst)	0.732	-5.30
2. 甘里 (Kanne)	0.916	3.45	13. 巴特格隆德 (Bad Grund)	0.792	-11.97
3. 杜尔贝斯1,2 (Dourbes)	0.836	5.90	14. 铁费诺尔特 (Tiefenort)	0.843	-9.27
4. 沃米丰丹1, 2 (Warmifontaine)	0.805	-6.54	15. 贝希特斯加登 (Berchtesgaden)	0.821	-12.50
5. 卢森堡	0.871	-4.75	16. 普日布拉姆 (Pribram)	0.849	-10.21
6. 沃尔费丹1,2 (Walferdange)	0.886	-5.87	17. 罗布伦特 (Roburent)	0.821	-8.17
7. 菲尼尔斯ADAM (Villiers)	0.770	-5.6	18. 科斯托扎	0.804	-5.16
8. 萨冯涅内斯 (Savonnières)	0.881	-14.9	19. 格拉茨 (Graz)	0.679	0.11
9. 萨因特玛里 (Sainte Marie)	0.887	3.4	20. 索普朗 (Sopron)	0.741	0.24
10. 布桑 (Bussang)	0.825	-11.8	21. 丹尼摩拉 (Dannemora)	0.644	4.20
11. 埃皮尔 (Erpel)	0.944	3.21	22. 洛查 (Lohja)	0.641	0.62

表5 水平分量; 相位差 $\alpha(S_2)-\alpha(M_2)$ (度)

	南	北	东	西		南	北	东	西
斯克莱累克斯 1	9.46		- 4.63		沃米丰丹 2	13.06		- 4.46	
斯克莱累克斯 2	8.36		- 10.61		沃尔费丹 1	4.77		- 5.11	
斯克莱累克斯 3			- 8.51		沃尔费丹 2	8.57		- 4.97	
杜尔贝斯 1	11.33		- 5.12		埃皮尔	2.49		- 0.68	
杜尔贝斯 2	2.16		- 5.31		普日布拉姆	1.16		- 3.14	
维尔斯尔姆	- 9.0		- 8.20		铁费诺尔特	7.35		- 1.45	
(Vielslm)					贝希特斯加登	5.26		- 1.04	
切夫伦			- 9.70		格拉茨	4.05		0.79	
(Chevron)					波夫	1.07		- 2.77	
伦切普斯	- 3.8		- 6.60		(Bov)				
(Remchps)					巴特格隆德	11.77		1.24	
甘里	3.73		0.42		丹尼摩拉	8.91		2.00	
沃米丰丹 1	6.83		- 5.02		洛查	4.87		1.22	

的振幅比值(γ)之间的系统差。寻找这个不符值原因的第一个人大概是1907年的赫克(O. Hecker), 他将此不符值归结为由于复合影响而引起的“间接作用”, 这种复合影响是附近移动的海水质量在垂线上产生的。它有三种形式:

(a) 水的质量的引力引起垂线偏离。

表6 间接作用；相位差（度）No=观测日期；斯匹兹卑尔根

	固 体 潮	相 位 差		
	No 东 西 分 量	$\alpha(S_2)-\alpha(M_2)$	$\alpha(N_2)-\alpha(M_2)$	仪 器
长年城1. N. (Longy)	328	-44.24	23.78	VM101
长年城3. B.	348	-43.52	26.60	VM13
长年城4. D.	326	-39.86	26.01	VM99
	均方误差	0.70	1.55	
	南北分量			
长年城1. N.	312	-42.90	28.95	VM102
长年城3. B.	324	-36.43	31.40	VM42
长年城4. D.	320	-47.58	26.62	VM100
	均方误差	1.20	4.10	
海潮				
长年城		-43.8	27.1	
巴伦支堡 (Barentsburg)		-42.0	25.0	
卡普林莱 (Kap Linne)		-44.0	27.0	
阿德文特湾 (Advent Bay)		-37.7		
尼奥勒松 (NY Alesund)		-46.0	30.0	
金斯湾 (King's Bay)		-48.0	21.0	
格龙夫约旦 (Grönfjorden)		-42.0	24.0	
索格夫约旦 (Sörgfjorden)		-52.0	27.0	
莫塞尔贝 (Mossel Bay)		-34.0	26.0	
维尔戈港 (Port Virgo)		-32.0	25.0	

(b) 由于水的质量负荷而引起的地壳可复的弯曲，是间接影响中最重要的部分。它除了径向位移外，还会产生面倾斜。

(c) 由于地壳的这种附加形变而引起的位的变化，作用在(a)和(b)的相反方向上的影响。

最典型的形变是由主潮汐分量的相位测量求得的。因为地球具有预期的粘滞性数值，所以纯粹的固体潮形变的相位滞后是不重要的。在潮汐引力和潮汐膨胀作用的联合观测中，这种滞后不可能超过 1° 。不过，表III说明月球半日主波 M_2 的垂直分量的相位滞后具有区域系统性。在西欧接近 $+0.7$ ，在斯堪的纳维亚和南欧为 1° ，在东欧为 -1.7 ，在亚洲达到 -3° 或 -4° 。

仪器的滞后常常不是大家所熟知的，但由于大多数仪器的结构相似，因此仪器改正不应