

# 金星的大气

——它的结构及其在金星自转中的作用

沈 玫 张承志

(南京大学天文系)

## 提 要

本文指出了在研究金星自转的长期演化中所遇到的困难,针对大气潮对金星自转长期演化的重要性,对金星大气的热力学结构和动力学性质做了简介,回顾了金星大气潮的理论研究工作及其进展,并对这些理论进行了评价。

## 一、前 言

金星的自转运动是以逆向缓慢自转为特征的,目前认为金星的这种自转状态是长期演化的结果。其中固体潮和大气潮引起的摩擦扭矩起了很大的作用。

一般来说研究行星自转的演化主要是研究行星自转角速率 $\omega$ 和轨赤交角 $\beta$ 的长期变化,若空间固定坐标系的 $Z$ 轴取为行星轨道角动量方向,行星固定坐标系用主轴坐标系来表示, $x$ 轴取为形状轴,两坐标系原点重合并取为行星的质心,则这两个坐标系可以用欧拉角 $(\alpha, \beta, \gamma)$ 来联系,其中 $\alpha$ 为行星自转轴的进动角, $\beta$ 为轨赤交角, $\gamma$ 为自转角。对一个哈密顿函数为 $H$ 的系统来说,可以得到[1]:

$$\frac{d}{dt}(\omega C) = -\frac{\partial H}{\partial \gamma} \quad (1)$$

$$\frac{d\beta}{dt} = \frac{1}{\omega C \sin \beta} \left( \frac{\partial H}{\partial \alpha} - \cos \beta \frac{\partial H}{\partial \gamma} \right) \quad (2)$$

因此只要知道 $H$ 便可求出行星的主要自转参数的变化。若将方程右端在一个轨道周期内求平均,去掉周期项,只剩长期项,就可研究长期演化问题。

把大气和行星固体部分视为一个系统,则哈密顿函数 $H$ 通常可以写为:

$$H = \frac{1}{2} \omega^2 C + U + V + W \quad (3)$$

对于金星,  $U$  表示太阳与金星固体部分相互作用产生的固体潮汐位,  $V$  表示地球与金星赤道上永久形变相互作用产生的引力位,  $V$  比  $U$  小 2 个数量级<sup>[2]</sup>,  $W$  为太阳对金星大气作用而产生的金星大气潮汐位。这里<sup>[1]</sup>,<sup>[3]</sup>

$$U = - \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{5a}{4\pi G} \Omega_{\text{金星}} \Omega_{\odot} \sin\theta \, d\theta d\phi \quad (4)$$

$$W = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{\delta p_s}{g} \Omega_{\odot} a^2 \sin\theta \, d\theta d\phi \quad (5)$$

其中  $\Omega_{\odot}$  为太阳的起潮位,  $\Omega_{\text{金星}}$  为金星的形变附加位,  $\delta p_s$  为金星表面的压力变化,  $a$  为金星半径,  $g$  为金星表面重力加速度。

但要计算  $U$  和  $W$  并非易事。首先在固体潮表达式中, 潮汐滞后角  $\epsilon_\sigma$  与能量耗散因子  $Q_\sigma$  的关系为<sup>[4]</sup>

$$|\epsilon_\sigma| = -\frac{1}{Q_\sigma} \quad (\sigma \text{ 表示频率})$$

除地球外, 其他行星的  $Q$  值尚无法确定, Goldreich 和 Soter<sup>[5]</sup> 给出类地行星的  $Q$  值为  $10 < Q < 500$ , 通常认为  $Q$  不大于 100<sup>[6]</sup>。实验室岩石测定和地震波记录给出地幔物质的  $Q$  值与频率有较弱的依赖关系<sup>[7]</sup>,<sup>[8]</sup>,<sup>[9]</sup>, 在高频段,  $Q \propto \sigma$ , 低频段  $Q \propto 1/\sigma$ , 而在中间段  $Q \propto \sigma^\alpha$ ,  $|\alpha| < 1$ 。由于对行星内部状态缺乏细致的了解, 目前只能定出  $Q$  值的大致范围, 这是研究金星自转长期演化碰到的第一个困难。

第二个困难在于对金星大气潮的计算, 在本文的第三部分将有较详细的论述。在这里只需指出不同作者对大气潮的计算差别很大, 有些结果与固体潮同量级, 有些结果却只有固体潮的百分之几。由于固体潮中  $Q$  值的不确定性, 只对结果产生  $10^1$  量级的影响。金星大气潮产生的摩擦扭矩又刚好和固体潮引起的摩擦扭矩方向相反, 因此要讨论金星的自转演化问题必须先正确计算金星的大气潮。

针对这一问题, 本文首先给出根据飞船探测资料得到的金星大气物理、化学性质的概况, 然后回顾了大气潮理论的研究进展, 特别讨论了金星大气潮对金星自转演化的作用。

## 二、金星大气的结构<sup>[10]</sup>

金星的大气与其他类地行星有很大差异。其表面大气压为地球的 90 多倍, 表面大气密度为地球的 65 倍, 表面平均温度要比地面高出 460K 左右, 整个大气质量也将近是地球的 100 倍。地球上云层只覆盖了 40% 的表面, 金星云层的覆盖率却是 100%。

过去, 通过地面观测只能对金星大气作出粗线条的描述。从 1967 年起, 苏联和美国先后向金星发射了名为“金星”和“先驱者金星”的系列飞船, 其轨道飞行器和着陆探测器向我们发回了大量的关于金星大气组成、状态及结构的信息, 这才使我们对金星大气有了比较详细的认识。

## 1. 金星大气的热结构\*

金星的大气具有明显的成层性,其分层大致如下表所列。

表1 金星大气的分层

	高度 (km)	压力 (mbar)	主要特征
对流层	0—60	$10^5-10^2$	稳定,几乎无周日变化,温度随着高度的增加以近绝热规律下降。
中间层	60—100	$10^2-10^{-1}$	稳定,周日变化小,处于近同温态。
高层	>100	$<10^{-1}$	周日变化大,夜间温度极低。

金星大气的一个明显特征是存在浓密的云层,主要集中在对流层与中间层之间,从45km延伸到70km。云层又可细分为低、中、高三层;在云层的上下分别有两层雾,云下的雾可低到30km,云上的雾可向上延伸到90km。根据飞船的探测结果可知,各层大气中的温度随高度的不同而不同。在每层云雾的边界上,温度分布曲线的斜率发生变化,但在每一层中温度都是近绝热的,绝热直减率为 $-8.98\text{K/km}$ 。

由于金星大气中强烈的温室效应,对流层温度的周日变化很小。在云层以下,向日面与背日面的温度几乎相等,但温度随纬度的变化却要大得多,而且在57km以下,纬度为 $30^\circ$ 的区域温度最高,赤道区和极区温度都较低。到57km以上,赤道区温度最高,并朝极区单调下降。

中间层大气是十分稳定的。测量结果表明中层大气处于近同温态,而且温度的周日变化也较小,但具有5.3天和2.9天的短周期变化,分别与极辐射窗和极区的旋转偶极子有关。

高层大气有两个明显的特征:一是温度的周日变化很大,二是夜间温度极低。日夜温差可达200K,这显然与太阳加热有关,并且在日夜交界面上可以造成很强的从昼区向夜区的气流。外大气层的夜间平均最低温度约为100K,白天平均最高温度约为300K,而地球外大气层平均最高温度为1,000K的量级。金星的反照率近于0.8,地球为0.3,这表明尽管地球距离太阳比金星距离太阳远,地球大气吸收的太阳热能却比金星吸收得多,因此金星外大气层的温度低于地球相应的温度。但即使这样,目前的理论也还不能解释金星夜间的温度为什么如此低。

金星大气的温室效应十分强烈,这使得虽然金星吸收的太阳热较少,表面温度却可高达735K左右,并且使中间层和对流层大气中温度的周日变化十分小,以致在近表面周日变化小于飞船探测资料的测量误差。

## 2. 金星大气的动力学现象

金星大气中最明显的动力学现象是沿等纬度圈的全球性大气环流。环流的方式与地球上的不同,是逆向超自转的,而且赤道带环流方向与中、高纬度带环流方向相同。在中、高纬

\* 1986年3月21日“Science”上发表了最新空间探测结果,参见本文后记。——作者注

度,环流是旋衡平衡的,即当惯性力比科里奥利力大得多时,压力梯度与惯性力指向赤道的分量平衡。但地球大气环流在中、高纬度带上的方向与赤道带上方向相反,并且在、高纬度满足地转平衡。大气环流会造成大气和固体之间的角动量交换,使行星自转角速率发生周期性的变化。对地球变化为毫秒量级,而对金星为小时级。

观测表明金星大气中的风速随高度增加而加大,在近表面风速只有 $< 1\text{m/s}$ 量级,在云顶大到 $100\text{m/s}$ ,云层以上风速还在增大。云顶处 $100\text{m/s}$ 的风速所对应的逆向超自转环流的周期为4天,Gold和Soter<sup>[3]</sup>指出这是太阳加热引起的大气热潮汐所致。他们还指出云层以下大气热潮汐引起的风速在所有高度上都只有 $1\text{m/s}$ ,观测到的大于 $1\text{m/s}$ 的风速与湍流和大气对流有关。

除逆向超自转外,大气中还存在子午向环流和行星尺度的波。云顶显示的Y型波是两列重力波迭加的结果,子午环流的存在很可能起因于Hadley对流元<sup>[10]</sup>。

### 3. 大气的组成和可能的演化

金星大气中各种气体的含量按体积百分比来计算的话, $\text{CO}_2$ 约占96.5%, $\text{N}_2$ 约占3.5%,其余是微量的,已经给出混合比的建议值的成分除 $\text{CO}_2$ 和 $\text{N}_2$ 以外,还有Ne,He,Ar,Kr, $\text{H}_2\text{O}$ ,CO, $\text{SO}_2$ , $\text{H}_2\text{S}$ ,HCl和HF等等。在不同的高度上,气体的混合比不同。金星的云雾主要是由 $\text{H}_2\text{SO}_4$ 凝结的微粒组成,微粒直径从几十微米至小于0.6微米,雾中的微粒更细小。在金星上进行的主要是光化学反应,由于金星上水很少,不能存在象地球那样的大气—海洋—陆地之间的碳循环,但却存在大气—陆地之间的硫循环。

一般认为金星上的大气是逐渐形成的,通过岩石排气过程渐渐增密加重。对金星大气的演化一直有两种观点,一种认为大气一开始就是干燥的,另一种观点认为金星原来是多水的,后来水蒸气从大气中逃逸了。飞船观测表明目前大气中D/H值较高,如果金星上的D不能很快逃逸,这个比值就支持原始大气富水的观点。设想初始的金星具有水圈,在太阳辐射下水分解成H和O,H可以很快逃出大气,也可能水遇上岩石生成氧化镁和H,H又能很快逃离。水蒸气遇上还原性气体CO,生成 $\text{CO}_2$ 和H,水还可以循环至行星内部,受热分解,氢气被排出来。因此金星上水的丢失实质上是H的逃逸。定性计算表明,在45亿年中,与地球海洋相当的水可以完全逃离金星。而且因为H的逃逸速度很快,大气中只有少量的 $\text{CO}_2$ 可以在水的帮助下形成 $\text{CaCO}_3$ 。因此,虽然地球上大部分C是贮存在岩石圈中,但金星上的C却多以 $\text{CO}_2$ 形式存在于大气中。观测得到金星大气中C量与地球大气和岩石中C量之比为1—2,这与上述假说是相符的。大气中 $\text{CO}_2$ 和水的分解是一种正反馈, $\text{CO}_2$ 产生的温室效应使温度升高,高温加速了水的分解,水分解后H的逃逸使更多的 $\text{CO}_2$ 留在大气中,从而进一步加强了温室效应。这一假说能解释金星、地球、火星上C, $\text{H}_2\text{O}$ 和 $\text{N}_2$ 的比值,却解释不了三个行星上稀有元素含量之比。这是目前尚未解决的问题。

## 三、大气潮及其在金星自转演化中的作用

### 1. 概念及经典理论

大气潮分为热致潮汐和引力潮汐两部分。引力潮汐是引力直接作用于大气质点的结果,

它与固体潮汐的机制是相同的,相应的潮汐隆起滞后于太阳与行星中心的连线,产生的潮汐摩擦力矩是减速力矩。大气热致潮汐是由太阳加热造成的,太阳在对行星大气加热的同时,由于相对于行星在天空中运动而产生温度、压力和密度的周期性涨落,温度的涨落称为热潮汐,质量的涨落称为质量潮,质量潮与潮汐隆起是等效的,只是它造成的等效隆起超前于太阳与行星中心连线,因而无论行星正转还是逆转,太阳引力矩对大气热致潮汐的积分结果都是一加速扭矩。一般把这种由热引起的温度、压力和密度的变化统称为热潮汐。在地球上用气压计进行的测量表明,大气中的引力潮汐和热潮汐相比可以忽略[11], Gold 和 Soter 给出了两者的量级估计[6]:若大气潮由水蒸气吸热造成温度变化为 $\sim 0.5\text{K}$ ,则由引力潮造成的变化只有 $\sim 0.01\text{K}$ 。此外因地球大气本身质量较小,大气热潮汐造成的表面压力变化为 $1\text{mbar}$ 量级,它对地球自转,特别是对自转长期演化的影响要比固体潮的影响小好几个量级,因此在研究地球自转的长期演化时并不考虑大气潮的作用。但对质量较大的金星大气,就必须考虑大气潮对自转的影响了。

热潮汐的周期与行星公转和自转速度密切相关[10],因为太阳对大气的加热函数,都可写成太阳天顶距的函数,进一步可展开成傅里叶级数形式,即 $\sum (\sigma_{\text{金星}} t + s\phi)$ 的线性组合,其中 $\sigma_{\text{金星}}$ 为潮汐角频率,它是行星公转和自转角速度的线性组合, $t$ 为时间, $\phi$ 为从行星某一固定点起量的经度, $s$ 则可取 $0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 。在热潮汐中,半日潮的作用最大,这是加热函数中波数为2的项引起的,使温度在午后某时刻有最大值,相差12小时的那一点上也有最大值,这两点的值代表了温度的振幅。在与其相差6小时的地方温度虽为最低但密度最大,因而在那两点最重。这样当热波滞后于太阳和行星中心连线时,质量波就超前于它。如图1所示,太阳引力矩对热形变后的大气积分,其值为一加速扭矩。从而使大气自转加快,大气自转的加快传到行星固体表面,带动行星自转加快。对任何波数来说,超前的位相都是恒定的,尽管它们互不相等。

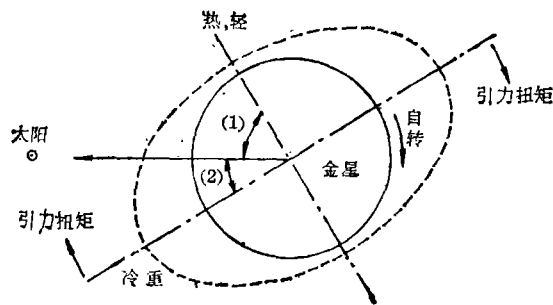


图 1. 金星大气的热半日潮与由此产生的加速扭矩。

理论上研究大气潮是从流体力学的动量方程、能量方程、连续性方程和状态方程出发,忽略大气的粘性和分子对流,认为大气是理想气体,则基本方程可以写成[11],[12]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (6)$$

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{\nabla p}{\rho} - \Delta\Psi - 2\bar{\omega} \times \mathbf{v} \quad (7)$$

$$J = C_v \frac{DT}{Dt} + p \frac{D}{Dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) \quad (8)$$

$$p = \rho RT \quad (9)$$

其中  $\mathbf{v}$  为气体质量相对于行星固体部分的运动速度,  $\mathbf{v} = (u, v, w)^T$ ,  $\bar{\omega}$  为行星固体部分的自转角速度,  $\Psi$  为太阳的势函数, 其中包括了引力潮汐势,  $J$  为加热函数,  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla$ .

Weekes 和 Wilkes 对地球大气潮进行了严格的数学推导。他们假定各物理参数可写成平均项和一阶项, 并且  $\mathbf{v}$  的平均项为零, 即大气与固体部分共转, 将方程(6)–(9)线性化, 得到的零阶方程是流体静力学平衡的, 并且有  $p_0 = p_0(0)e^{-x}$ ,  $x = \int_0^z g \frac{dz}{RT_0} = \int_0^z \frac{dz}{H}$  ( $p_0(0)$  为行星表面处的平均压力); 而对一阶项  $\delta p, \delta \rho, \delta T, \delta u, \delta v$  和  $\delta w$  得到:

$$\frac{\partial \delta u}{\partial t} - 2\omega \delta v \cos \theta = -\frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{\delta p}{\rho_0} + \Omega_{\odot} \right) \quad (10)$$

$$\frac{\partial \delta v}{\partial t} + 2\omega \delta u \cos \theta = -\frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \frac{\delta p}{\rho_0} + \Omega_{\odot} \right) \quad (11)$$

$$\frac{\partial \delta \rho}{\partial t} + \delta w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} + \rho_0 \chi = 0 \quad (12)$$

$$-\frac{\delta p}{p_0} = \frac{\delta \rho}{\rho_0} + \frac{\delta T}{T_0} \quad (13)$$

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} = \rho_0 [\delta w g + (\gamma - 1) J + \gamma g H \chi] \quad (14)$$

其中  $\chi = \nabla \cdot \mathbf{v}$ , 用变量分离的方法求解上述方程组来研究地球大气潮, 已得到相当完美的数学解。

## 2. 研究金星大气潮的困难

金星的大气并非与其固体部分共转, 因此平均流为零的假设不能成立。特别是飞船探测表明金星大气具有全球性的纬向环流, 在固体表面, 大气自转周期为 117 天, 而在云层为 4 天。竖直方向的速度梯度如此之大, 使得尽管可以认为子午方向和竖直方向的平均流为零, 也不能认为纬向的平均流为零。因此描述金星大气运动的方程组不可进行变量分离。这是求解金星大气潮遇到的第一个困难。

在计算金星大气热潮汐时, 还遇到如何决定加热函数  $J$  的问题, 加热热源一般只考虑太阳辐射, 分别通过大气直接吸热和行星固体表面吸热来对大气进行加热。在地球上, 地表吸热对大气潮贡献更大一些, 它通过近表面大气中的湍流进行热传导来产生大气潮。但在温室效应很强烈的金星上, 表面加热是否能引起很大的温度差, 从而产生足够强的大气潮还很

难说。因为观测表明对流层大气的温度周日变化相当小, 而大气直接吸热又主要发生在云上, 那里的大气比对流层大气稀薄得多, 也不会导致很大的摩擦扭矩。由于这两个困难, 对金星大气潮和摩擦扭矩的计算就一直未能统一起来。

### 3. 金星大气潮及其对金星自转演化的作用

对金星大气潮及其在行星自转演化中的作用的研究, 从方法上说可大致分为两类。一类是模拟的方法, 大多出现在金星大气资料不很丰富的时期, 这种方法一般采用地球大气潮或固体潮的模式, 代之以金星相应的参数值。另一种是在取得比较丰富的金星大气资料以后, 直接求解基本方程的方法, 其中不仅有完全的数值解法, 也有对经典大气潮理论进行改进的方法, 这类方法在理论推导上比较严谨, 所得结果与观测值也符合较好, 一般认为比较真实地反映了金星大气潮目前的特性。但由于理论处理时采用了理想无粘性气体的假设, 和实际大气(特别是近表面的大气)情况出入较大, 所以仍有人对这些结果提出异议。<sup>[13]</sup>

Gold 和 Soter 认为<sup>[6]</sup>金星大气潮满足由地球大气潮的实测资料给出的经验模式,  $\delta p = A \sin^3 \theta \cos 2(\phi_0 - \varepsilon)$ , 其中  $\theta$ ,  $\phi_0$  分别为余纬度和沿自转方向从正对太阳的那条子午线起量的经度,  $\varepsilon$  为位相滞后角。对地球大气,  $A = 1.16 \text{ mbar}$ ,  $\varepsilon = 146^\circ$ 。在没有足够的金星大气参量的情况下, 他们认为金星大气潮与地球大气潮是同量级的。在此量级下, 并在  $Q$  值的合理范围内 ( $Q \approx 70$ ), 大气潮扭矩可以和固体潮扭矩相当, 因此金星有可能在某个时刻被俘获到第二类轨旋共振态。

Lago 和 Cazenave<sup>[14]</sup>认为固体潮和大气潮对太阳天顶距的依赖关系相同, 因而同一分潮波的形式相同, 能量耗散因子对频率的依赖关系的形式也相同, 这样固体潮扭矩与大气潮扭矩的差主要由:

$$\left(\frac{|\sigma_{\text{金星}}|}{n_p}\right)^{\alpha_1} - \frac{b_m}{c} \left(\frac{|\sigma_{\text{金星}}|}{n_p}\right)^{\alpha_2}$$

来决定。其中  $n_p$  为行星公转角速度,  $\alpha_1$  和  $\alpha_2$  都是  $(-1, 1)$  间的常数,  $c$  代表固体潮振幅, 正比于  $Q_0^{-1}$ ,  $b_m$  表示了大气潮振幅,  $m = 0, 1, 2$ 。但他们并没有用实际的金星大气资料定出这些参数, 而是以当前金星的自转状态, 太阳系行星形成时的共面性条件和可能的初始自转角速度为限制条件, 对参数  $\alpha_1, \alpha_2, b_m/c, Q_0$  进行配制, 以便得出金星可能经历的自转演化状态。其结果表明, 初始为正转的行星可以演化成逆转。但他们的结果并不要求大气潮和固体潮扭矩平衡。从其参数配制结果来看, 大气潮的周日项产生的扭矩比固体潮大了 2 倍。Dobrovolskis<sup>[1]</sup>曾指出这是不合理的, 因为根据直接求解偏微分方程的方法, 由等效高度给出的大气潮周日项产生的扭矩近于零, 而这表明原来正转的行星不可能演化到逆转。

Teitelbaum 和 Cot<sup>[15]</sup>利用 Dickison 的金星大气的  $\text{CO}_2$  吸热模型, Lacis 的  $\text{CO}_2 + \text{SO}_2$  吸热模型和  $\text{CO}_2 + \text{SO}_2 +$  烟雾的吸热模型分别计算了金星大气潮。他们的观点与 Gold 和 Soter<sup>[6]</sup>及 Kundt<sup>[16]</sup>相同, 认为由于金星大气强烈的温室效应, 大气热激发只发生在云层以上, 并把云层高度上的大气自转周期 4 天作为基本自转周期, 直接用地球大气潮的经典理论进行求解, 得出结论为: 大气潮力矩不能与固体潮力矩平衡, 前者比后者小 2 个量级, 这与 Kundt<sup>[16]</sup>的量级估计是一致的。因此, 大气直接吸热造成的大气潮比地球大气潮要小

1—2 个量级，而不象 Gold 和 Soter [6] 所估计的和地球大气潮同量级。对经典潮汐理论进行改进后的理论也证明了这一点。

Lindzen [17] 指出直接将地球大气潮理论用于火星大气潮研究是可行的，而对金星则不行，主要是金星竖直方向极大的速度梯度破坏了经典理论数学上的完美性。Dobrovolskis 和 Ingersoll [18] 对地球大气潮的经典理论做了改进，他们考虑了东西向平均流不为零的理想无粘性气体的运动方程，这时大气潮波的角频率成为

$$\sigma = \sigma_{\text{金星}} + i\bar{v}/a\sin\theta$$

而大气自转周期  $\omega$  成为

$$\omega = \omega_{\text{金星}} + \bar{v}/a\sin\theta$$

并且相应的以  $z, \theta$  为自变量的方程是不可进行变量分离的。而现有的关于金星大气基本状态和其加热受激方式的知识又不能保证严格地数值求解，他们便采用由 Lindzen 引入的“等效重力模式 (EGM)” [19]。所谓等效重力模式即利用在可分离变量情况下得到的水平方向结构的特性，把潮汐问题化简到一维，从而求出在赤道面上近似的竖直方向的结构。由于等效高度在经典理论中无严格定义，他们便取了两种模式进行计算。

计算中还选用了四种大气基本状态模型和八种在不同高度上的吸热模式。结果表明，表面压力的变化对吸热模式的选择最敏感，其次是大气基本状态模型的选择，最后才是等效高度的选择。大气直接吸热模式都给出比近表面吸热模式小得多的大气潮，并且与地球大气潮经验形式不同的是周日潮一般都大于半日潮。

除了对经典理论进行改进之外，Dobrovolskis 和 Ingersoll 还介绍了一种独立于 EGM 假设和大气模型选择的计算方法。只要等效高度和吸热层的厚度比特征尺度小得多，这种方法就适用。Hinch 也讨论了这个问题。此方法对地面加热是有效的，这时加热函数正比于  $\delta$  函数：

$$J(x) = \frac{g}{p(0)} F \delta(x - 0^+) \quad (15)$$

表面压力变化与  $F$  的关系很简单：

$$\frac{dp(0)}{dt} = -\frac{\kappa}{H_0} (F - F_0) \quad (16)$$

对半日潮， $\delta p_s = i(\kappa\delta F/\sigma_{\text{金星}})H_0$ ，其振幅为 2.1 mbar，滞后角为  $90^\circ$ ，这与上述理论方法中地面吸热模式的结果一致。对所有的潮波，当忽略轨赤交角时，

$$\left. \begin{aligned} \delta p_s &= 19.7 \text{ mbars} \cdot \sin\theta (\phi_\odot/\pi - \sin\phi_\odot) && \text{当 } -\frac{\pi}{2} < \phi_\odot < \frac{\pi}{2} \\ \delta p_s &= 19.7 \text{ mbars} \cdot \sin\theta (\phi_\odot/\pi - 1) && \text{当 } \frac{\pi}{2} < \phi_\odot < \frac{3\pi}{2} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

由此得出大气潮造成的自转角速率变化为  $[Cd\omega/dt]_A = 1.8 \times 10^{16}$  焦耳，而若取金星的  $k_2 = 0.25$ ，则固体潮造成的变化为  $[Cd\omega/dt]_B = -5 \times 10^{17}/Q$  焦耳 [2]，因此地面吸热产生的大气潮扭矩足以与固体潮扭矩平衡，这时  $d\omega/dt = 0$ ， $Q \approx 28$ ，该值是合理的。

然而 Gold 和 Soter [13] 认为上面给出的大气潮的定量解是不可信的，因为在近表面处



对流造成的物质重新分布比太阳加热的影响大, 而且表面观测也表明, 在低于 20km 的地方大气基本是处于涡旋运动, 而并非处于准稳定状态。这种动力学效应会使大气中物质分布更加不对称于太阳, 从而提供了足够大的大气潮力矩。

Pechmann 和 Ingersoll<sup>[20]</sup> 为数值求解大气潮设计了“线性化的原始方程 (LPE)”模型。他们认为金星大气的基本状态满足旋衡平衡条件, 依此定出平均流  $\bar{v}$ , 再加上其他一些描述基本状态的参数就可对线性化方程组求数值解。虽然在观测中发现半日潮最大, 但在求解时却没找到共振项。对牛顿冷却系数和瑞利摩擦系数的讨论表明, 它们对大部分中、低层大气都不起什么作用。他们将 LPE 模型的结果与 EGM 模型的结果及“先驱者金星”轨道器的红外测量结果进行了比较, 发现至少在云层以下它们符合得相当好。这支持了 Dobrovolskis 和 Ingersoll<sup>[18]</sup> 的观点, 即云层直接吸热产生的表面压力变化比地面加热产生的变化小得多。

#### 四、结 束 语

根据上述理论和计算结果, 可以归纳出下面几点具有结论性的意见:

1. 大气潮力矩是否能与固体潮力矩相平衡, 关键取决于吸热的位置, 在云层和云层上吸热不能产生足够大的表面压力振荡, 因而就不能产生足够大的潮汐摩擦力矩。而表面吸热模式却可以使由此产生的大气潮力矩与固体潮力矩抗衡。

2. 有人认为金星大气强烈的温室效应使表面吸热对大气潮无作用, 只有发生在云层和云层以上的吸热对大气潮才有贡献。但是由于只要发生 1mbar 的表面压力变化, 就可以产生与固体潮力矩相抗衡的大气潮力矩, 所以目前金星大气的实测资料还不能否认表面吸热对大气潮的贡献, 因为这些实测资料在接近金星表面时的误差比表面吸热造成的表面压力振荡的振幅大得多。

3. 用地球大气潮的经典理论来定量地研究金星大气潮问题是不可行的。对自转演化来说, 只需要得到表面压力的变化, 因此那些近似的半量化的理论反而非常有用。但应对理论中所作的假设, 特别是对和实际大气情况出入较大的假设 (譬如说, 近表面处准稳性假设) 所带来的影响做出必要的估计。另外, 对各种不同的近似理论作比较也是非常重要的。

4. 由于在计算固体潮和大气潮时会遇到相当多的不确定因素, 因此在研究金星自转演化时, 不必过份强调固体潮必须和大气潮相平衡才能使金星进入轨旋共振态。在参数的合理范围内, 只要两者量级相当, 即使不严格相等, 地球对金星赤道永久形变的引力矩也会将金星俘获到轨旋共振态<sup>[2]</sup>。此外, 金星也许还会逃离这一共振态, 毕竟目前观测到的金星自转角速率并不与共振态的自转角速率严格相等, 两者相差  $0.15^\circ$ 。Kundt<sup>[16]</sup> 曾分析了除  $U, V, W$  以外的其他因素产生的力矩, 如太阳风对大气等离子区的压力, 他的研究结果也指出金星目前的自转状态并不处于共振态, 自转角速度还在逐渐加快。

5. 基于上述的看法, 我们认为今后对金星空间的探测, 重点仍应该放在大气上, 特别是要对近表面几十公里的大气的热力学和动力学结构获得精度更高、更多的数据, 对大气磁层与太阳风相互作用的探测也是必要的。在理论研究上, 应该注意那些被忽略的动力学效应

在实测值中所占的比重,以便能够较真实地描述大气潮对自转演化的作用。

## 后 记

继“金星”和“先驱者金星”系列飞船之后,1985年6月11日和15日苏联和法国又联合向金星发射了两艘飞船 Vega-1 和 Vega-2 (测得金星表面温度为750K),这两艘飞船分别在金星云层中部(约53km处)施放了两只气象气球,在 $7^{\circ}.3N$ 和 $6^{\circ}.6S$ 两条纬度带上,获得了 $180^{\circ}E$ 至 $70^{\circ}E$ 范围内的气象资料。探测结果表明,该区域的温度和压力间的相关性很强烈,大气处于近绝热态,绝热直减率约为 $-10.2K/km$ 。该处的纬向平均风速可达70m/s,竖直方向的风速最大可达3.5m/s。两只气球测得的温度在给定压力下相差6.5K,这一差别可能起因于太阳热潮汐或天气因素。探测还表明金星表面地形对大气有影响<sup>[21-25]</sup>。

## 参 考 文 献

- [1] Dobrovolskis, A. R., *Icarus*, **41** (1980), 18.
- [2] Zhang, C. Z. and Shen, M., *Bull. Astron. Inst. Czechosl.*, **38** (1987), (in press).
- [3] Gold, T. and Soter, S., *Icarus*, **14** (1971), 16.
- [4] Kaula, W. M., *Rev. Geophys.*, **2** (1964), 661.
- [5] Goldreich, P. and Soter, S., *Icarus*, **5** (1965), 375.
- [6] Gold, T. and Soter, S., *Icarus*, **11** (1969), 356.
- [7] Minster, J. B. and Anderson, D. L., *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, **299** (1981), 319.
- [8] Szeto, A. M. K., *Icarus*, **55** (1983), 133.
- [9] Knopoff, L., *Rev. Geophys.*, **2** (1964), 625.
- [10] Hunten, D. M. et al. (eds), *Venus*, pp. 1143+viii, The University of Arizona Press, Tucson, Arizona, (1983).
- [11] Lindzen, R. and Chapman, S., *Space Sci. Rev.* **10** (1969), 3.
- [12] 赵九章等, 高空大气物理学, pp. 252+xiii, 科学出版社, (1965).
- [13] Gold, T. and Soter, S., *Nature*, **277** (1979), 280.
- [14] Lago, B. and Cazenave, A., *Moon & Planets*, **21** (1979), 127.
- [15] Teitelbaum, H. and Cot, C., *A. Ap.*, **97** (1981), 255.
- [16] Kundt, W., *A. Ap.*, **60** (1977), 85.
- [17] Lindzen, R. S., *J. Atmos. Sci.*, **27** (1970), 536.
- [18] Dobrovolskis, A. R. and Ingersoll, A. P., *Icarus*, **41** (1980), 1.
- [19] Lindzen, R. S. and Hong, S. S., *Geophysical Fluid Dynamics*, **4** (1973), 279.
- [20] Pechmann, J. B. and Ingersoll, A. P., *J. Atmos. Sci.*, **41** (1984), 3290.
- [21] Sagdeev, R. Z. et al., *Science*, **231** (1986), 1411.
- [22] Preston, R. A. et al., *Science*, **231** (1986), 1414.
- [23] Linkin, V. M. et al., *Science*, **231** (1986), 1417.
- [24] Linkin, V. M. et al., *Science*, **231** (1986), 1420.
- [25] Blamont, J. E. et al., *Science*, **231** (1986), 1422.

(责任编辑 谢应纯)

## Atmosphere of Venus, Its Structure and the Effect on the Rotation of Venus

Shen Mei    Zhang Chengzhi

*(Department of Astronomy, Nanjing University)*

### Abstract

The difficulties in studying the evolution of rotation of Venus are pointed out. Because of the important effect of the atmospheric tides on the evolution of Venus rotation, the properties on dynamics and thermodynamics of venusian atmosphere are introduced. And then the theoretical researches and their advancement on atmospheric tides of Venus are reviewed.