

数值模拟火星磁场古发电机: Rayleigh 数对系统的影响

王天媛^{①*}, 匡伟佳^②, 马石庄^①

① 中国科学院研究生院计算动力学实验室, 北京 100049;

② Planetary Geodynamics Laboratory, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA

* E-mail: tywang@mails.gucas.ac.cn

收稿日期: 2008-04-09; 接受日期: 2008-09-04

国家自然科学基金项目(批准号: 40328006)资助

摘要 火星表面剩余磁场观测结果表明, 火星内核曾经存在过活跃的发电机作用, 利用 MoSST 行星发电机动力学模式模拟了火星古发电机在其活动过程中, 系统状态随 Rayleigh 数 Ra (表征发电机驱动浮力强度的重要无量纲参数)改变而变化的情况. 模拟结果表明: Rayleigh 数和系统中的平均磁场尺度之间呈非单调关系; 核幔边界处磁场形态随着 Rayleigh 数改变而发生变化, 尤其磁场的西向漂移速度随着 Rayleigh 数的减小而降低.

关键词

火星
磁场 Rayleigh 数
发电机

火星地壳磁场的研究起始于对火星陨石的分析, 1985 年 Cisowski^[1]通过对火星 SNC 陨石(辉玻无球粒陨石、透辉橄无球粒陨石和纯橄无球粒陨石(简称 SNC 陨石))的分析, 认为这些陨石形成时火星存在着约 10^4 nT 的磁场; 1988 年, Curtis 和 Ness^[2]基于 SNC 陨石的剩磁研究推测: 在火星可能曾经存在过一个强度和地球磁场相当的地表磁场, Leweling 和 Spohn^[3]也提出火星地壳的不同地区的岩石可能曾经被具有不同强度和方向的磁场所磁化, 这些不同强度和方向的磁场显示了火星内源磁场在其演化过程中不同阶段的特征. 1997 年 Mars Global Surveyor (简称 MGS) 探测器进入火星电离层^[4], 其携带的电子反射仪和磁力仪的观测结果证实了前人的假说, 并给出具体特征如下的火星磁场^[5-7]: 火星不存在行星尺度的磁场, 磁场是以磁化岩石的形式局部分布在其表面, 主要分布在地壳年龄较为古老的南部高地地区, 该地区存在着高强度且具有空间变化的剩余磁场, 特别在 $120^{\circ}\sim 210^{\circ}\text{W}$ 和 $30^{\circ}\sim 85^{\circ}\text{S}$ 区域内发现了分布

范围较广的磁性岩石, 而在近拱点处(约 100 km)观测到的磁场强度最大值达到了 1600 nT, 在 400 km 处测到磁场为强度 200 nT^[8], 而在 400 km 高度处测到的地球磁异常仅为 10 nT^[9].

火星地壳剩余磁场的强度和形态依赖于火星表面和深部的行星物理性质: 1) 内核磁场性质, 如强度、几何构造、持续时间等; 2) 火星地表壳体物质的矿物性质、岩石学性质、含铁量等; 3) 地表磁化壳体的厚度; 4) 后续地质演化历史, 如大型冲击事件和构造运动等. 其中前两者为主要控制因素. 火星剩余磁场的观测结果与 Purucker 等^[10-12]研究显示火星地表物质中含有磁铁矿、赤铁矿、磁黄铁矿、金属铁等可磁化物质的事实共同表明, 火星剩余磁场可能由其地表物质在一强于地球本征磁场的磁场中磁化而成.

目前普遍认为, 火星的高强度本征磁场是由其演化过程中曾经存在过的发电机作用产生的. 而由于火星已经丧失了行星尺度的本征磁场, 故称火星发电机为古发电机. 发电机理论是 Larmor^[13]为解释

太阳磁场的起源首先提出来的, 已经发展成为阐述行星磁场起源机制最有希望的学说而被广泛接受^[14-16]. 发电机理论的基本思想是: 如果在行星外核内的原始磁场中存在运动的导电流体, 该流体运动会产生电流, 该电流又会产生相应的感应磁场, 如果在外源磁场消失的情况下, 该流体运动仍然足够维持其感应磁场, 则被称为发电机作用.

驱动行星发电机作用的能源一般来自于势能: 在行星原始吸积过程中所聚集的巨大重力势能转化为热能, 导致行星内核部分熔化, 从而形成高温高压的液态核. 行星形成后开始缓慢冷却(scalar coling), 释放大热量(也可能伴随液核内放射性元素生热), 产生热不均匀性; 伴随冷却过程中内核有可能固化, 导致轻物质的释放, 产生核内流体密度的不均匀性, 而以上两种不均匀性均可产生浮力来驱动液核内的对流运动, 进而产生和维持行星磁场.

目前对火星古发电机过程的研究, 大多为基于观测数据和行星热力学理论基础之上的分析和推演^[17], 而迄今还没有用数值模拟手段针对该问题做过系统的研究. 和地磁场发电机作用相似, 火星发电机作用呈现强烈的非线性性, 具有复杂时空变化的湍动形态, 此外以往对地磁场研究的经验表明^[18-21], 数值模拟方法是研究火星古发电机的一种有效的途径, 它可以深入考察发生于火星核内的动力学过程、火星深部性质、火星磁场的其他地球物理约束条件等, 以上各方面的认识对解释目前得到的火星剩余磁场的观测结果均具有重要的意义.

本研究将MoSST(modular, scalable, self-consistent, three-dimensional) 行星液核磁流体动力学模型应用于火星古发电机研究, 该发电机模型是 1997 年由Kuang和Bloxham^[22]提出, 后经由Kuang和Chao^[23]改进, 目前已经发展成为一个模块化、可扩展的、自洽的、三维的成熟发电机模型, 并在地磁场起源和相关的地球动力学方面的应用上得到了一系列研究成果^[24-26].

本文着重关注的物理问题是, 在给定火星核的几何性质和物质特性的条件下, 火星发电机状态是如何随着驱动力的改变而变化的. 在数学上, 该问题等价于, 在给定发电机系统中其他参数的条件下, 考

察在不同的 Rayleigh 数下发电机系统的变化情况.

1 数值模拟

现阶段对火星内部性质知之甚少, 如: 核幔边界的半径、内核尺度、下地幔的导电性等等问题都有待确定. 众多的不确定因素使得数值模拟在火星古发电机理解上具有如下重要性^[27-29]: (1) 区分影响研究系统的各个因素的主次; (2) 确定主要因素对所研究系统的影响程度.

Stevenson^[30]2001年给出的火星内部结构模型时提及: 火星形成时重力能大约为每单位质量 $0.6 GM/R$ (G 为重力常数, R 为火星半径), 如果这些能量全都转化为热能, 即使通过辐射等方式释放一些能量, 剩余的能量也足以使得构成火星的物质达到其熔点所需要的温度以上的几千度, 从而火星的固态内核很可能有一部分变成液态^[31,32]. 而在Yoder等^[33]根据MGS的射线追踪数据分析也得出类似结论, 火星核至少部分为液态, 其半径大约为 1520~1840 km. 这些结果为火星发电机产生区域的存在性提供了有力的观测支持.

作为一级近似, 火星液核可以用一个充满磁导电流体的球壳体来模拟, 其固态内核的大小可依据不同演化过程和阶段来确定. 数学上, 该系统的基本性质和状态可以用几个无量纲参数来描述, 其动力学过程可以由如下变量表示: 磁场, 流体速度场, 密度扰动. 这些系统变量的时空变化由一个给定合适边界条件的偏微分方程组来控制, 在本文所使用模型中, 火星核内的流体假设为Boussinesq 流体, 即只有在浮力效应出现时, 才考虑流体密度的不均匀性, 且流体密度的不均匀性主要产生于热效应. 在以上假设条件下得到如下控制流体动力学过程的偏微分方程组^[22-26]:

动量方程:

$$R_o \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \mathbf{v} + \mathbf{1}_z \times \mathbf{v} = -\nabla p + \mathbf{J} \times \mathbf{B} + E \nabla^2 \mathbf{v} + Ra \Theta \mathbf{r}. \quad (1)$$

磁感应方程:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (2)$$

热方程:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla T_0(r) - \mathbf{v} \cdot \nabla \Theta + q_k \nabla^2 \Theta. \quad (3)$$

流体不可压缩假设和不存在磁单极子的物理条件:

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (4)$$

其中 \mathbf{B} 表示磁场, \mathbf{v} 表示流体运动的速度场, Θ 表示温度扰动, T_0 是该系统存在的一个传导解. 以上一组相互耦合的非线性偏微分方程组构成了数值模型的主体. 以上无量纲方程组所采用的特征量如表 1 所示.

表 1 模拟所使用的特征量

特征量名称	数学表达式	参数物理意义
特征尺度	r_o	平均外核半径($r_o=1500$ km)
特征时间尺度	$\tau_r=r_o^2/\eta$	τ_r , 磁扩散时间; η , 外核流体的磁扩散率
磁场特征值	$\beta=(2\Omega\mu\rho\eta)^{1/2}$	Ω , 系统的平均旋转速率; μ , 磁导率; ρ , 流体密度
特征温度	$h_T r_o$	h_T , 内核边界占优的温度梯度

在这组特征尺度下, 出现在以上方程中的无量纲参数的表达式如下:

$$Ra \equiv \frac{\alpha_T g_o h_T r_o^2}{2\Omega\eta}, \quad (5)$$

$$R_o \equiv \frac{\eta}{2\Omega r_o^2}, \quad (6)$$

$$E \equiv \frac{\nu}{2\Omega r_o^2}, \quad (7)$$

$$q_k \equiv \frac{\kappa}{\eta}, \quad (8)$$

其中 α_T 是流体的热膨胀系数, g_o 是核幔边界上的重力加速度; ν 是流体的动力学黏性系数; κ 是热扩散率.

修正的 Rayleigh 数 Ra 表征驱动发电机的浮力强度, 是用浮力和 Coriolis 力来相比, 而在 Rayleigh 数的传统定义中, 是和黏性力相比, 这是因为在一个快速旋转的系统中, Coriolis 在各个控制力中是占优的, 采用和它的比值更能准确的表述出系统的特征; 磁 Rossby 数 R_o 描述惯性和旋转效应之比; Ekman 数 E 描述流体黏性和旋转效应之比; 修正 Prandtl 数 q_k 描述热扩散效应和磁扩散效应之比.

在快速旋转的流体中, 由于 Coriolis 力在系统中

的主导地位, $R_o, E \ll 1$, 以火星外核为例 $R_o \sim 10^{-8}$, $E \sim 10^{-8}$ ^[34] 正是由于这两个小量的存在, 使得求解发电机系统控制方程成为极具挑战的课题.

求解方程, 在 $r=r_i$ 内外核边界和 $r=r_o$ 核幔边界采用如下边界条件: 热边界条件, 采用固定热流通过边界 $\partial\Theta/\partial r = 0, r=r_{i,o}$; 速度边界条件, 采用自由黏性应力条件 $\mathbf{1}_r \cdot \mathbf{v} = \mathbf{1}_r \times (\boldsymbol{\sigma}_v \cdot \mathbf{1}_r) = 0, r=r_{i,o}$, $\boldsymbol{\sigma}_v$ 为自由黏性应力张量, $\mathbf{1}_r$ 为边界上的单位径向矢量; 磁场边界条件, 依赖于边界的电导率, 采用有限导体条件, 由于不存在表面电荷和电流密度, 则 $[\mathbf{B}] = [\mathbf{1}_r \cdot \mathbf{J}] = [\mathbf{1}_r \times \mathbf{E}] = 0, r=r_{i,o}$, \mathbf{E} 为无量纲的电场.

用有限差分法和拟谱方法相结合求解上述方程组, 先将磁场和速度场按照以下表达式做极型和环型的分解, 将其可以用极型标量 P 和环型标量 T 表述上述两个矢量场:

$$\mathbf{v} = \nabla \times (T_v \mathbf{1}_r) + \nabla \times \nabla \times (P_v \mathbf{1}_r), \quad (9)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times (T_b \mathbf{1}_r) + \nabla \times \nabla \times (P_b \mathbf{1}_r). \quad (10)$$

标量 (P, T) 和 Θ 分别用球谐函数展开为 L 阶 M 次 ($M \leq L$), 此处球谐系数为 (半径 r 的) 函数, 根据本次计算系统配置情况 (Sun Fire v880 服务器, 2×900 MHz CPU, 4 GB 内存), 球谐系数的截断阶数设定为 $L=33$, 方程组在球面 (θ, ϕ) 上通过拟谱方法求解, 在半径方向上采用四阶有限差分求解^[25].

模拟研究工作的技术路线如下: 在给定如表 2 所示的数值下, 在较高数值的 Rayleigh 数下探寻一强场发电机解, 获得该数值解之后, 逐渐降低 Rayleigh 数的取值, 但仍然使得系统满足强场发电机的状态, 最终考察 Rayleigh 数的改变对这一系列强场发电机状态的影响. 通过该研究, 我们试图了解强场发电机状态随着 Rayleigh 数变化的情况, 特别是在火星核幔边界和火星表面极型磁场随 Rayleigh 数变化的情况.

表 2 数值模拟使用的基本参数(无量纲)

参数名称	数学符号	使用数值
内核半径	r_i	0.3
外核半径	r_o	1
磁 Rossby 数	R_o	0.125×10^{-5}
Ekman 数	E	0.125×10^{-5}
Prandtl 数	q_k	1

2 研究 Rayleigh 数意义

2.1 磁对流研究中 Rayleigh 数的意义

Rayleigh 数表征驱动发电机浮力强度, 是发电机过程中能量收支的重要参数, 了解发电机过程随不同 Rayleigh 数的变化而发生变化的性质, 对火星发电机作用起始和湮灭过程的研究有着重要的意义.

磁对流的研究表明, 在高速旋转流体中, 源于旋转效应的 Coriolis 力和源于磁效应的 Lorentz 力分别主导系统时, 均抑制对流运动发生; 而当两种束缚力相当时, 两者会相互抵消对流动的约束力, 此时最有利于对流运动的发生, 因此较小的能量就能维持对流运动, 这对于理解发电机过程产生和湮灭具有重要意义^[35].

和其他的行星类似, 火星流体核是一个快速旋转系统, 因此其内部 Coriolis 力是占优的, 在这种快速旋转的流体中, Coriolis 力迫使流体运动形态沿着旋转轴几乎保持不变^[36-39], 形成 Talyor 约束, 此种情况下需要很大的驱动力才能触发对流运动的产生; 类似的, 如果在系统中磁场强度很大, 即在式(1)中 Lorentz 力 $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ 项占优时, 核内的流体运动会受到 Lorentz 力的强烈限制, 使得流体的运动在沿着磁力线方向上几乎不发生改变, 这种情况下产生对流运动也需要强大的驱动力. 只有当 Coriolis 力和 Lorentz 力强度相当时, 施加在流动上的约束力就互相抵消. 此时系统处于最不稳定的状态, 这种情况对于发电机作用来的产生而言将是最为理想的, 此时只需较小的重力势能就可以驱动对流运动的发生, 在发电机理论中称这种状态为磁地转平衡(magnetostrophic balance). 一般认为, 大多数的行星发电机过程是磁地转平衡的状态下进行的, 即为强场发电机模式, 火星古发电机过程也很可能属于强场发电机模式^[40].

发电机过程存在两个大的演化过程: (1) 发电机产生过程, 液态核从一个纯热传导状态开始($\mathbf{v} = 0$), 系统中 Rayleigh 数不断增大并超过了第一临界值 Ra_c 时, 开始发生纯粹的热对流运动($\mathbf{B} = 0$), 而随着 Rayleigh 数的进一步加大, 并达到第二个临界值 Ra_1 时, 就会产生一个发电机作用, 而且随着 Rayleigh 数进一步增加, 发电机状态可能从一个弱场发电机(此

时 Lorentz 力大大小于 Coriolis 力)转化为强场发电机, 此时, 磁场的效应就强大到可以和旋转效应相抗衡. (2) 湮灭过程即反向过程, 这个过程和正向过程相反, 系统从一个强场发电机状态开始, 递减 Rayleigh 数, 磁场会逐渐转弱(但仍然保持强场发电机状态), 直到 Rayleigh 数低于临界值 Ra_2 时, 磁场彻底消失. 而目前的火星, 正是一个湮灭了发电机的天然实例, 据此我们关注发电机的湮灭过程, 并特别关注发电机状态和磁场形态随着 Rayleigh 数的变化特征.

2.2 火星演化过程与 Rayleigh 数的相关性

Rayleigh 数和火星演化历史的关系十分密切, 由 Rayleigh 数的定义式(5), 可知影响 Rayleigh 数的因素分为两大类: 第一类和发生对流的流体的热力学性质相关, 包括流体热膨胀系数, 动力学黏性系数, 热扩散率. 第二类与火星演化相关, 包括火星的自转速度; 穿过内外核边界(或核幔边界)的热流, 该热流的大小受到在火星长期冷却过程中火星幔传热机制的控制^[41], 是火星热演化研究的一个重点; 火星核幔边界上的重力加速度, 该参数与火星核的质量和尺寸相关, 而火星核质量和火星核半径都决定于火星的形成过程, 并可能在其演化过程中发生改变, 因此通过考察不同 Rayleigh 数下的火星发电机的系统的性质, 对理解火星演化过程, 特别是其热演化史具有重要的参考意义.

3 数值结果

3.1 数据

数值模拟结果选取必须满足如下条件: 数值解必须已经充分发展, 即分析的数据中不包含那些依赖于初始条件的过渡性状态的数值解; 物理状态已经完全达到稳定, 即磁场能量随时间的变化量已经处于在平均值附近小幅度振荡的状态; 属于强场发电机领域, 这是由于本文关注的是强场发电机解, 该条件的判别依据如下: 当系统处于强场发电机时, 由磁场产生的 Lorentz 力和驱动对流的浮力强度相当 $\mathbf{J} \times \mathbf{B} \approx Ra \theta$, 即可推导出磁场的平均尺度、Rayleigh 数、平均温度三者之积的平方和磁场强度成比例 $|\mathbf{B}| \propto \sqrt{L_B Ra |\theta|}$, 图 1 表示的该比例值随着 Rayleigh

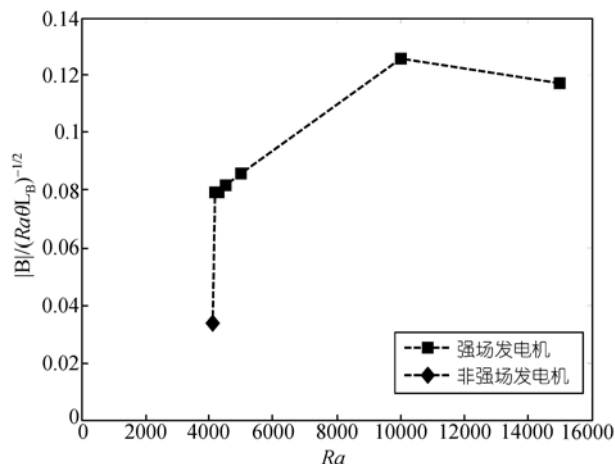


图 1 平均尺度、 Ra 和平均温度三者之积的开方和磁场强度的比值随 Ra 变化的情况

数的降低而改变的情况, 从一个强场发电机状态出发, 逐渐降低 Rayleigh 数, 如图 1 所示, Rayleigh 数的跨度为 15000~4100, 将近减少了四分之三, 比例值的变化幅度仅为 32.54%, 且在 4200~4300 基本处于持平状态, 表明在以上 Rayleigh 数范围内, 系统均处于

强场发电机状态, 而 Rayleigh 数从 4200 减小为 4100 时, Rayleigh 数值仅改变 2%, 该比例值却下降 57.20%, 这表明当 $Ra < 4200$ 时系统就不处于强场发电机状态, 据此, 选取 $Ra=15000, 10000, 5000, 4500, 4300$ 和 4200 时的模拟结果为研究对象.

3.2 强场发电机下 Rayleigh 数对系统变量平均值的影响

系统处于强场发电机下, 平均磁场强度 \bar{B}_s 、平均磁场尺度 \bar{B}_l 和平均速度场强度 \bar{V}_s 的情况如图 2 所示. 由图 2(a)可见, 发电机反过程中磁场的平均强度和 Rayleigh 数几乎成线性单调关系, 这表明驱动磁场的能量大小和磁场强度强弱成比例. 而由图 2(b)和(c)可见磁场的平均尺度和 Rayleigh 数的关系, 与上述关系不同, 呈非线性关系, 当平均速度场强度 \bar{V}_s 随着 Rayleigh 数线性递减时, 磁场的典型尺度并没有与之相应的减小, 也就是说, 强场发电机状态下的磁场是大尺度的场.

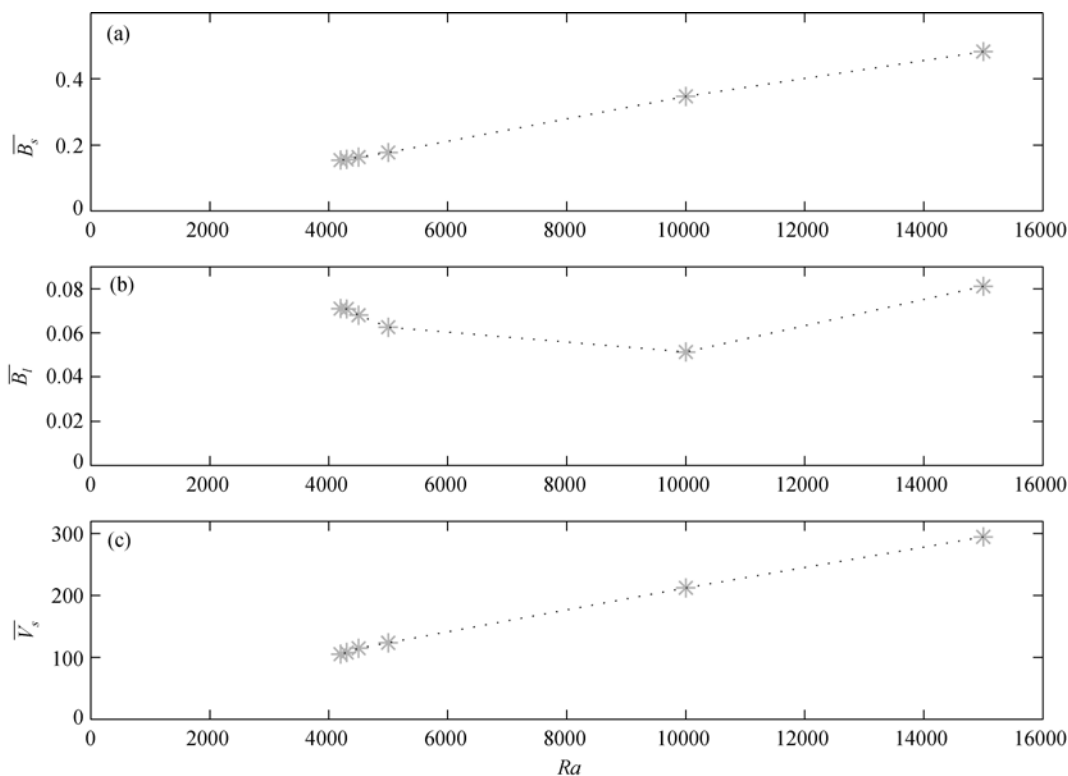


图 2 火星外核表面磁场和速度场平均值随 Ra 改变而变化的趋势

3.3 Rayleigh 数对磁场形态的影响

以上讨论了系统中磁场和速度场随 Rayleigh 数改变而呈现的总体特征, 并没有给出发电机系统的具体时空变化, 因此以下考察核幔边界上的磁场径向分量 B_r 的特征. 图 3 表示的是 Ra 分别=15000, 10000 和 5000 时, B_r 分布情况, 其中桔红色图标表示磁力线的指向是由里向外 $B_r > 0$, 而蓝色图标表示磁力线的指向是由外向里 $B_r < 0$. 从图 3 可以直观地看到在本文所研究的 Rayleigh 数范围内, 火星磁场形态都是偶极子占优的. 图 3 还显示如下结果, 当 $Ra=10000$ 时, 出现许多小尺度的磁场结构, 而当 $Ra > 10000$;

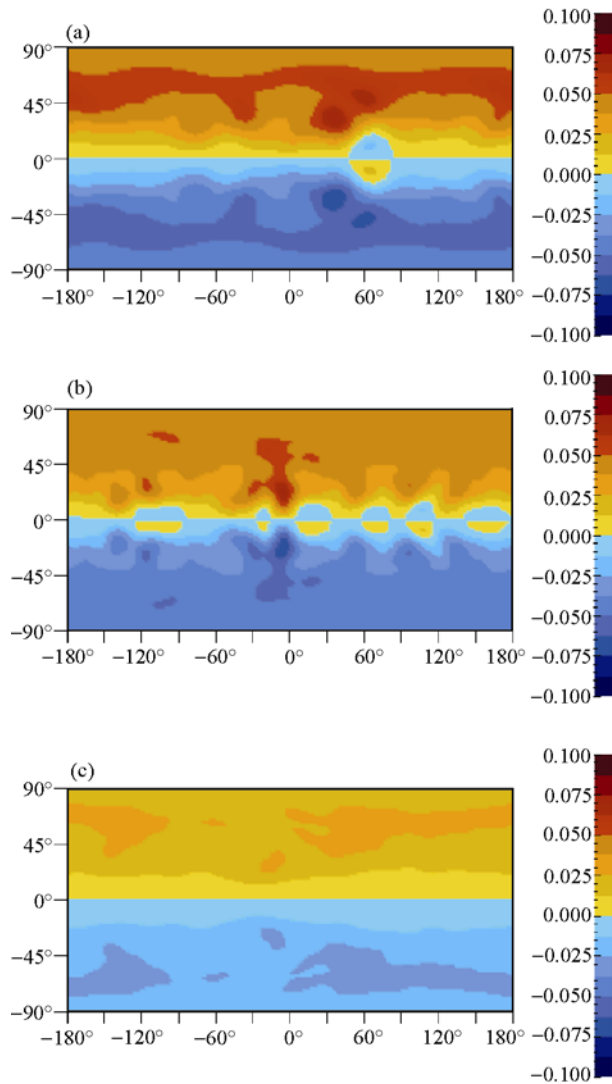


图 3 不同 Rayleigh 数下外核表面磁场径向分量的分布情况
(a) $Ra=15000$; (b) $Ra=10000$; (c) $Ra=5000$

$Ra=15000$ 和 <10000 ; $Ra=5000$ 时, 这些小尺度的结构均没有出现, 该现象和图 2(b)显示的 $Ra=10000$ 时平均磁场尺度较小的结果一致.

对比相同的 Rayleigh 数下不同时间点的磁场分布图, 如图 4 所示, 可以看到磁场存在西向漂移现象, 通过计算两个不同模拟时间下同一磁场特征的经度差来估算出西漂的速度, 该值是一个经度和余纬的函数, 为了较好的理解西漂的特征, 选取以纬度 $0^\circ \sim \pm 45^\circ$ 范围内的磁场特征为研究区域, 计算出如表 3 所示的不同 Rayleigh 数下的最大西漂速率 v_{wd} , 这些结果和地球磁场西漂速率 $v_{wd} \sim 0.266^\circ/a$ (如 Bullard 等 [42]) 的量级相当, 且由表 3 可见火星磁场的西漂速度是随 Rayleigh 数的降低而减缓的.

表 3 不同 Rayleigh 数下的最大西漂速率估算值

Rayleigh 数值	西漂速率 v_{wd}
15000	$\sim 0.433^\circ/a$
10000	$\sim 0.3^\circ/a$
5000	$\sim 0.1933^\circ/a$

此外值得指出的是, 即便在同一个 Rayleigh 数下磁场强度也会随时间发生变化. 图 5 表示 Rayleigh 数分别为 15000, 10000 和 5000 时, 磁场强度随时间的变化. 图 5(a)~(c)均显示在同一 Rayleigh 数下, 磁场强度不是一个定值, 而是围绕平均值随时间上下做小幅度波动, 且随着 Rayleigh 数的减小, 该变化幅度呈现平缓趋势.

4 讨论

MGS 发现火星古老的南部高地地壳存在高强度的剩余磁场的事实表明, 火星在其演化的某个阶段很可能存在着类似于地球的活跃的液核发电机过程, 正是该发电机过程产生了一个高强度的内源磁场, 并在发电机过程湮灭前磁化了火星外壳, 本次数值模拟工作旨在理解该火星古发电机过程.

我们考察了发电机的数值解随着 Rayleigh 数改变的情况, Rayleigh 数是在发电机数值模拟过程中一个重要的无量纲参数, 它表征了驱动发电机浮力的强度. 在本次研究中, 我们主要关注如图 1 所示的存在强场发电机解的区域, 所有的数值解都是在发电机湮灭过程中得到的, 即从一个强场发电机过程开

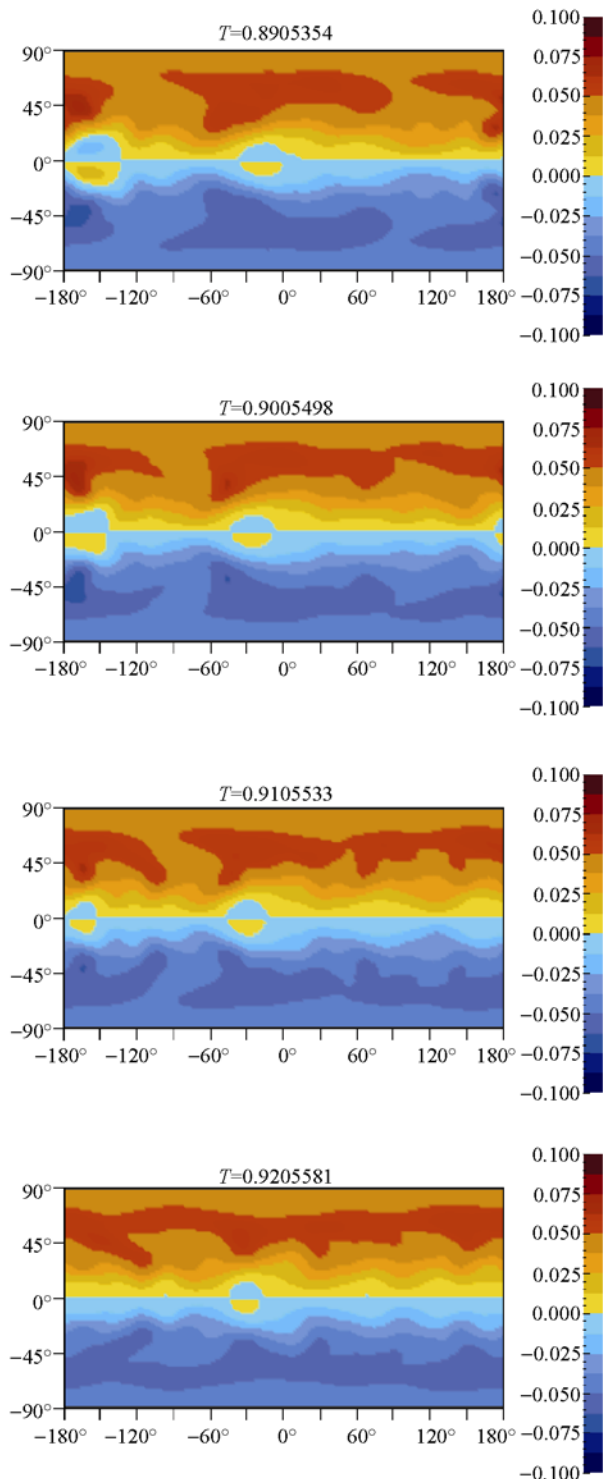


图 4 $Ra=15000$ 时外核表面磁场径向分量随时间发生西向漂移的情况
 T 表示的是模拟时间

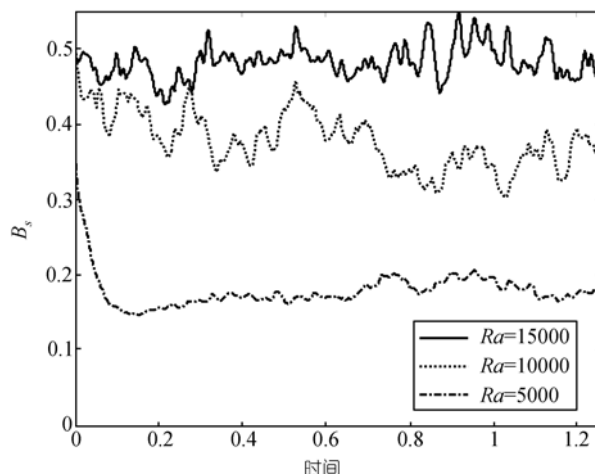


图 5 $Ra=15000, 10000$ 和 5000 时, 磁场强度随时间的变化

始, 逐渐降低 Rayleigh 数, 直到强场发电机解不再出现为止。

模拟结果发现: 在 Rayleigh 数的较大的取值范围内, 均存在强场发电机解, 且在强场发电机状态中, 磁场形态均以偶极子占优为主. 平均磁场强度近似遵循强场发电机状态下的作用力平衡法则, 和 Rayleigh 数呈单调关系, 核幔边界上的磁场形态变化较为复杂, 如图 3 所示, 在模拟过程中, 磁场的径向分量 B_r 先出现小尺度的空间结构, 而后又随着 Rayleigh 数的减小消失. 在同一个 Rayleigh 数下, 磁场强度也随着时间在平均值附近扰动, 且该扰动的幅度随着 Rayleigh 数减小而呈现平缓趋势. 我们的结果还表明, 磁场存在西向漂移现象, 且在核幔边界的不同区域西漂速度也不同, 特别地, 如表 3 所示, 低纬度地区的最大西漂速度随着 Rayleigh 数的降低而减小。

以上结果, 如果能适用于火星的话, 将有助于理解火星的深部结构和火星热演化过程, 如我们的结果发现在大区间的 Rayleigh 数范围内都存在强场发电机数值解, 这表明火星磁场在很长时期内和地球的内源磁场很相似. 强场发电机的作用力平衡还可以估算出火星核内的浮力强弱, 尤其如果火星发电机确实是由热驱动的, 这就能够给出驱动发电机过程的必需热能的估计值, 当然将数值模拟结果恰当地应用到火星还依赖于如下几方面的研究: 火星剩余磁场的观测结果, 火星外壳物质的性质, 以及火星发电机湮灭后发生的行星动力学过程^[43]。

由于数值模拟本身存在着局限性, 致使模拟结果的阐释也不可避免的存在局限性, 最显著的局限在于对火星流体核的参数数值选取上, 如火星内外核边界和核幔边界的半径, Ekman 数 E 和磁 Rossby 数 R_o , 由于计算条件的限制, E 和 R_o 的计算数值要远远大于火星内核的实际数值, 且目前对火星内核的

尺寸还不甚明了, 甚至其在火星发电机存在时期内是否存在也尚无定论^[44], 然而系统的某些特征, 如强场发电机状态下的第一阶作用力的平衡情况似乎没有受到这些参数的影响, 而其他特征, 如西漂速度应该随着不同参数值而改变, 因此很必要进一步开展关于火星发电机的模拟研究工作.

致谢 中国科学院研究生院的周元泽博士对初稿提出建设性意见, 中国科学院研究生院计算地球动力学重点实验室提供良好的计算条件, 三位匿名专家提出宝贵意见, 在此表示由衷的感谢.

参考文献

- 1 Cisowski S M. Magnetic studies of Shergotty and other SNC meteorites. *Geochim Cosmochim Acta*, 1985, 50: 1043—1048 [\[DOI\]](#)
- 2 Curtis S A, Ness N F. Remanent magnetism at Mars. *Geophys Res Lett*, 1988, 15(8): 737—739 [\[DOI\]](#)
- 3 Leweling M, Spohn T. Mars: a magnetic field due to themoremanence. *Planet Space Sci*, 1997, 45: 1389—1400 [\[DOI\]](#)
- 4 Acună M H, Connerney J E P, Wasilewsk P, et al. The Mars observer magnetic fields investigation. *J Geophys Res*, 1992, 97: 7799—7814
- 5 Acună M H, Connerney J E P, Wasilewsk P, et al. Magnetic field of Mars: summary of results from the aerobraking and mapping orbits. *J Geophys Res*, 2001, 106(10): 23403—23417 [\[DOI\]](#)
- 6 Acună M H, Connerney J E P, Wasilewsk P, et al. Magnetic field and plasma observations at Mars: initial results of the Mars Global Surveyor mission. *Science*, 1998, 279: 1676—1680
- 7 Acună M H, Connerney J E P, Ness N F, et al. Global distribution of crustal magnetization discovered by the Mars Global Surveyor MAG/ER experiment. *Science*, 1999, 284: 790—793
- 8 Connerney J E P, Acună M H, Wasilewski P J, et al. Magnetic lineations in the ancient crust of Mars. *Science*, 1999, 284: 794—798
- 9 Langel R A, Phillips J D, Horner R J. Initial scalar magnetic anomaly map from Magsat. *Geophys Res Lett*, 1982, 9: 269—272 [\[DOI\]](#)
- 10 Purucker M, Ravat D, Sabaka T J, et al. An altitude-normalized magnetic map of Mars and its interpretation. *Geophys Res Lett*, 2000, 27: 2449—2452 [\[DOI\]](#)
- 11 Purucker M, Clark D. Exploration Geophysics on Mars: lessons from magnetics. *Leading Edge*, 2000, 19: 484—487 [\[DOI\]](#)
- 12 Purucker M, Langlais B, Manda M. Interpretation of a magnetic map of the Valles Marineris region. Mars, Extended Abstract from the 32nd Lunar and Planetary Conference, 2001
- 13 Larmor J. How could a rotating body such as the Sun become a magnet. *Rep Brit Assoc Adv Sci*, 1919, 159—160
- 14 Merrill R T, McElhinney M W, McFadden P L. *The Magnetic Field of the Earth*. New York: Academic Press, 1998
- 15 Elasser W M. Induction effects in terrestrial magnetism. *Theory Phys Rev*, 1946, 69: 106—116
- 16 Bullard E C, Gellman H. Homogeneous dynamo and terrestrial magnetism. *Phil Trans R Soc Lond*, 1954, 247: 213—279 [\[DOI\]](#)
- 17 Schubert G, Russell C T, Moore W B. Timing of the Martian dynamo. *Nature*, 2000, 408: 666—667
- 18 Busse F H. Homogeneous dynamos in planetary cores and in the laboratory. *Annu Rev Fluid Mech*, 2000, 32: 383—408 [\[DOI\]](#)
- 19 Roberts P H, Glatzmaier G A. Geodynamo theory and simulations. *Rev Mod Phys*, 2000, 72: 1081—1123 [\[DOI\]](#)
- 20 徐文耀. 地球发电机过程中的实验室模拟研究. *地球物理进展*, 2005, 9: 698—704
- 21 Cowling T G. The magnetic field of sunspots. *Mort Not R Astron Soc*, 1934, 94: 39—48
- 22 Kuang W J, Bloxham J. A numerical dynamo model in an Earth-like dynamical regime. *Nature*, 1997, 389: 371—374
- 23 Kuang W J, Chao B F. Topographic core-mantle coupling in geodynamo modeling. *Geophys Res Lett*, 2001, 28 (9): 1871—1874 [\[DOI\]](#)
- 24 Kuang W J. Force balances and convective state in the Earth's core. *Phys Earth Planet Inter*, 1999, 116: 65—79 [\[DOI\]](#)
- 25 Kuang W J, Bloxham J. Numerical modeling of magnetohydrodynamic convection in a rapidly rotating spherical shell: weak and strong field dynamo action. *J Comput Phys*, 1999, 153: 51—81 [\[DOI\]](#)
- 26 Kuang W J, Bloxham J. On the dynamics of topographical core-mantle coupling. *Phys Earth Planet Inter*, 1997, 99: 289—294 [\[DOI\]](#)

- 27 Glatzmaier G A, Roberts P H. A three dimensional self-consistent computer simulation of a geomagnetic field reversal. *Nature*, 1995, 377: 203—209
- 28 Glatzmaier G A, Roberts P H. Three-dimensional convective dynamo solution with rotating and finitely conducting inner core and mantle. *Phys Earth Planets Inter*, 1995, 91: 63—75 [\[DOI\]](#)
- 29 Glatzmaier G A, Roberts P H. An anelastic evolutionary geodynamo simulation driven by compositional and thermal convection. *Physica D*, 1996, 97: 81—94 [\[DOI\]](#)
- 30 Stevenson D J. Mars' core and magnetism. *Nature*, 2001, 412: 214—219 [\[DOI\]](#)
- 31 Righter K, Hervig R L, Kring D A. Accretion and core formation on Mars: molybdenum contents of melt inclusion glasses in three SNC meteorites. *Geochim Cosmochim Acta*, 1998, 62: 2167—2177 [\[DOI\]](#)
- 32 Lee D C, Halliday A N. Core formation on Mars and differentiated asteroids. *Nature*, 1997, 388: 854—857 [\[DOI\]](#)
- 33 Yoder C F, Konopliv A S, Yuan D N, et al. Fluid core size of Mars from detection of the solar tide. *Science*, 2003, 300: 299—303 [\[DOI\]](#)
- 34 Kuang W, Jiang W. Numerical simulation of Historical Martian Dynamo: onset and Annihilation of the Dynamo Action. The 38th Lunar and Planetary Science Conference, Texas, 2007. 2212
- 35 Chandrasekhar S. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. New York: Dover, 1981
- 36 Greenspan H P. *The Theory of Rotating Fluids*. Cambridge: Cambridge University Press, 1968
- 37 Roberts P H, Soward A M. Magneto-convection in a rapidly rotating fluid. In: Roberts P H, Soward A M, eds. *Rotating Fluids in Geophysics*. London: Academic Press, 1978. 421—435
- 38 Jault D. Model z by computation and Taylor's condition. *Geophys Astrophys Fluid Dyn*, 1995, 79: 99—124 [\[DOI\]](#)
- 39 Taylor J B. The magnetohydrodynamics of a rotating fluid and the Earth's dynamo problem. *Proc R Soc London Ser A-Math Phys Eng Sci*, 1963, 274: 274—283
- 40 Fautrelle Y, Childress S. Convective dynamos with intermediate and strong fields. *Geophys Astrophys Fluid Dyn*, 1982, 22: 235—279 [\[DOI\]](#)
- 41 Williams J P, Nimmo F. Thermal evolution of the Martian core: implications for an early dynamo. *Geology*, 2004, 32: 97—100 [\[DOI\]](#)
- 42 Bullard E C, Freedman C H, Gellman H, et al. The westward drift of the Earth's magnetic field. *Phil Trans R Soc Lond*, 1950, 243: 67—92 [\[DOI\]](#)
- 43 朱日祥, 潘永信, 史瑞萍. 地球磁场强度对地球内部动力学过程的制约. *中国科学 D 辑: 地球科学*, 2002, 4: 265—270
- 44 Choblet G, Sotin C. Early transient cooling of Mars. *Geophys Res Lett*, 2001, 28: 3035—3038 [\[DOI\]](#)