



论文

数值模拟火星古发电机湮灭前磁场特征

王天媛^{①*}, ZiGang WEI^②, WeiYuan JIANG^③, WeiJia KUANG^④, 马石庄^⑤^① 云南大学资源环境与地球科学学院, 昆明 650091;^② Joint Center for Earth Systems Technology, University of Maryland, Baltimore County, Baltimore, Maryland, USA;^③ SGT at Planetary Geodynamics Laboratory, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD, USA;^④ Planetary Geodynamics Laboratory, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland, USA;^⑤ 中国科学院研究生院计算动力学实验室, 北京 100049

* E-mail: tywangmails@126.com

收稿日期: 2012-02-02; 接受日期: 2012-08-09

国家自然科学基金(批准号: 41004026)资助

摘要 火星地壳磁场观测结果表明, 该行星目前已经丧失了由其内部发电机作用产生的行星尺度的本征磁场, 只在其表面残留不对称分布的剩余磁场. 通过 MoSST 行星液核发电动力学模式的前期模拟工作发现, 在火星古发电机“死亡”之前, 很可能处于亚临界发电机状态(此时维持发电机所需能量小于激发发电机所需能量). 为了解火星发电机湮灭前的磁场特征, 本文选取该亚临界发电机区间内, Rayleigh 数(表征驱动发电机能量的无量纲参数)=2480 时的火星表面磁场数据, 采用自然经验正交函数对其分析, 结果表明: 在火星古发电机湮灭过程中的亚临界发电机状态下, 火星表面磁场形态是非轴向偶极子占优的; 并频繁出现磁极倒转和漂移现象, 该过程中其磁偶极距随时间呈非单调形态的衰减.

关键词火星
剩余磁场
亚临界发电机
偶极子

1997 年 Mars Global Surveyor(简称 MGS)探测器携带的电子反射仪和磁力仪发现, 火星已经丧失了由其内部发电机过程产生的行星尺度的本征磁场, 只存在地壳剩余磁场^[1~3], 当同时具有高强度磁性岩石以及磁化地壳厚度均为 30 km 的条件下, 火星剩余磁场的强度可以达到地球剩余磁场观测值的 10 倍^[4,5]. 并且这些剩余磁场在火星南北半球的分布表现出显著的不对称性. 高强度的剩余磁场主要分布于布满陨石撞击坑的南部高地, 而在北部低地, 大型冲击盆地内部, 火山带这些地区, 在现有观测条件下, 只有部分区域观测到强度较弱的磁场.

普遍认为, 火星剩余磁场是由表面存在的磁性

物质在其本体磁场中磁化形成的. 决定火星地壳剩余磁场的形态因素主要为以下两方面: (1) 火星内部因素, 即由火星发电机产生的本征磁场的强度、形态、持续时间等性质; (2) 火星表面因素, 即火星表面磁化物质的分布、磁性特征、含量等^[6~8]. 其他的影响因素还有磁化后如大型撞击、火山喷发等各种机制引起的消磁作用等. 对磁化地壳磁场的火星本征磁场特征的研究, 对理解火星地壳剩余磁场特征的形态成因具有重要意义.

火星已经丧失了由火星发电机产生的本体磁场, 发电机理论是 Larmor^[9]为解释太阳磁场的起源首先提出来的, 而后被广泛应用于理解地磁场等行星磁

中文引用格式: 王天媛, Wei Z G, Jiang W Y, 等. 数值模拟火星古发电机湮灭前磁场特征. 中国科学: 地球科学, 2013, 43: 155–162

英文引用格式: Wang T Y, Wei Z G, Jiang W Y, et al. Martian magnetic field properties before the termination of its core dynamo. Science China: Earth Sciences, 2012, doi: 10.1007/s11430-012-4510-4

场起源问题^[10-12]. 行星发电机理论描述的是系统的一个自我维持的过程, 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. 行星发电机理论在很大程度上解释了产生地磁场主要特征, 如偶极子占优, 西向漂移等动力学机制^[13,14], 这些成果对于研究火星等行星磁场起源的研究具有重要的借鉴作用^[15,16].

行星发电机作用的演化过程与其驱动能源收支之间存在着紧密的相关性, Rayleigh 数是表征发电机驱动浮力强度的重要无量纲参数. 我们前期关于火星发电机系统特征与 Rayleigh 数的研究表明^[17]: 虽然核幔边界处的磁场空间形态随着 Rayleigh 数改变而发生变化, 尤其磁场的西向漂移速度随着 Rayleigh 数的减小而减低, 然而均呈现偶极子成分占优的特征. 需要指出的是, 这些研究结果都是在火星发电机处于超临界发电机(此时系统中的 Rayleigh 数大于驱动发电机所需的临界 Rayleigh 数, 即系统中的能量要大于驱动发电机的所需的能量)的状态下得到的. 而在 1972 年 Childress 和 Soward^[18]首次分析提出, 一旦出现强场发电机作用, 就会持续到亚临界发电机领域内. 但他们没给出实际的解. 1993 年 Pierre^[19]首次在平层发电机中得到一个亚临界发电机解. 2008 年 Kuang 等^[20]用其多年持续开发的 MoSST 行星动力学发电机模式, 得出火星发电机在其湮灭前, 很可能处于亚临界发电机状态, 此时系统中的能量虽低于驱动发电机所需的能量, 但仍然可以维持一个已经存在的强场发电机. 亚临界发电机状态下发电机能在极短的时间内湮灭, 湮灭时间要小于其存在时间的 1%, 该结论与近来关于火星地壳磁场和火星早期超大型撞击盆地的研究结果^[21,22]具有一致性. 然而, 在 Kuang 等^[20]的数值模拟结果讨论中, 主要专注于驱动能量和磁场强度的变化关系, 并未对亚临界发电机状态进行系统的研究. 本文基于他们的亚临界发电机状态的前期工作下, 通过对磁场的时空分析, 确定在亚临界发电机状态下的磁场特征. 具体而言: 本文着重关注的物理问题是火星发电机湮灭前的磁场特征. 在数学上, 该问题等价于, 在给定系统其他参数的条件下, 亚临界区间内的数值动力系统特征.

1 数值模拟

用充满磁导电流体的旋转球壳体来模拟火星的发电机区域, 并依据演化过程的不同阶段来确定其固态内核的大小. 数学上, MoSST 行星发电机模式的核心是^[23-26], 一个描述该区域时空变化的偏微分方程组. 令行星外核半径 r_o 为特征长度; 磁扩散时间 $\tau = r_o^2/\eta$ 为特征时间, η 为磁扩散率; $(2\Omega\mu\rho\eta)^{\frac{1}{2}}$ 为磁场特征强度, Ω 为系统旋转角速度, μ 为磁导率, ρ 为流体密度; $h_r r_o$ 为特征温度, h_r 是核幔边界上的平均温度梯度. 得到如下无量纲方程组:

方程(1)描述发电机区域内动量平衡情况:

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

方程(2)描述发电机区域内磁场变化情况:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \nabla^2 \right) \mathbf{B} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}); \quad (2)$$

方程(3)描述发电机区域温度扰动情况:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - q_\kappa \nabla^2 \right) \Theta = -\mathbf{v} \cdot \nabla [T_o(r) + \Theta], \quad (3)$$

其中 $\mathbf{v}$ 为流体速度, $\mathbf{1}_z$ 为行星旋转轴 z 轴方向的单位矢量, p 为修正压强, $\mathbf{J}$ 为电流密度, $\mathbf{B}$ 为磁感应强度, Θ 为温度扰动, $\mathbf{r}$ 为径向矢量, $T_o(r)$ 为研究系统的一个热传导解.

发电机区域的基本性质和状态由方程组中出现的无量纲参数来描述, 依次为表征惯性和旋转效应之比的磁 Rossby 数 R_o ; 表征流体粘性和旋转效应之比的 Ekman 数 E , 表征驱动发电机浮力强度的修正 Rayleigh 数 R_{th} ; 表征流体热扩散与磁扩散效应之比的 Prandtl 数 q_κ . 其表达式如下:

$$R_{th} \equiv \frac{\alpha_r g_o h_r r_o^2}{2\Omega\eta}, \quad (4)$$

$$R_o \equiv \frac{\eta}{2\Omega r_o^2}, \quad (5)$$

$$E \equiv \frac{\nu}{2\Omega r_o^2}, \quad (6)$$

$$q_\kappa \equiv \frac{\kappa}{\eta}. \quad (7)$$

其中 α_T 是流体的热膨胀系数, g_0 是核幔边界上的重力加速度; h_T 是核幔边界上的平均温度梯度, ν 是流体的动力学粘性系数, κ 是热扩散系数.

在给定适当边界条件下, 通过上方程组求解磁场, 流体速度场, 温度扰动来揭示行星发电机作用的动力学过程. 并设定所研究流体为 Boussinesq 流体, 即只在浮力项内考虑流体密度的不均匀性, 且流体密度的不均匀性主要来自热效应.

在快速旋转的流体中, 旋转产生的 Coriolis 力在系统中处于主导地位, 故磁 Rossby 数 R_o 和 Ekman 数 E 的数值都很小. 结合火星基本尺寸^[27](平均半径为 3500 km, 外核半径为 1600 km, 内核半径为 500 km), 得火星外核中的 $R_o \approx O(10^{-8})$, $E \approx O(10^{-14})$. 而由于计算设备性能的局限性, 在本次模拟中, 采用 $R_o = E = 1.25 \times 10^{-6}$ ^[28], 这些参数值量级的差异, 不会对系统的动力学机制产生定性的影响^[20].

2 数值结果

2.1 数据

为考察火星发电机湮灭前的磁场形态特征, 我们关注的是略大于发电机湮灭时临界 Rayleigh 数下的发电机解. Kuang 等^[20]通过模拟得出如图 1 所示的结果. 图 1 所列参数均为无量纲参数, 横坐标 R_{th} 为 Rayleigh 数. 图 1(a)表述了磁场强度的时间平均值

$|\overline{\mathbf{B}}|$ 在正向过程(增加 Rayleigh 数, 产生发电机的过程)和逆向过程(减少 Rayleigh 数, 发电机湮灭的过程)中随 Rayleigh 数的变化情况, 灰体部分为非发电机解. 从图 1(a)中可知在系统从纯热对流开始, 逐渐增加 Rayleigh 数的正向过程中, 当 $R_{th} = 3000$ 时得到第一个发电机解, 即产生发电机的临界 Rayleigh 数 $R_{th1} = 3000$, 而逆过程中系统从 $R_{th} = 15000$ 的强场发电机状态开始, 逐渐降低 Rayleigh 数, 当 Rayleigh 数减少为 $R_{th} = 3000$ 时发电机作用并没有消失, 到 $R_{th} = 2460$ 时依然存在发电机作用, 而 Rayleigh 数从 2460 下降为 2420, 小于 2% 的减小量, 发电机却戛然而止. Kuang 等^[20]据此估计发电机湮灭的临界 Rayleigh 数为 $R_{th2} = 2440$, 而 $R_{th2} < R_{th} < R_{th1}$ 区间内存在的发电机状态称为亚临界发电机. 图 1(b)考察的是亚临界发电机是否为强场发电机. 设定满足条件 $|\mathbf{1}_z \times \mathbf{v}| \approx |\mathbf{J} \times \mathbf{B}| \approx R_{th} |\Theta \mathbf{r}|$ 的系统为强场发电机, 即如果 $F \equiv \frac{|\mathbf{J}| |\mathbf{B}|}{|\Theta|} \propto R_{th}$, 系统即属于强场发电机. 从图

1(b)可以看出, 在所涉及的 Rayleigh 数的范围内, F 几乎和 Rayleigh 数成线性关系, 即亚临界发电机均为强场发电机.

为分析古发电机湮灭前的磁场特征, 本文选取 $R_{th} = 2480 > R_{th1}$ 时的数据, 模拟时间区间为 $1.0000 \leq T \leq 3.5785$. 之所以不包含模拟时间 $T < 1.0000$ 的数据,

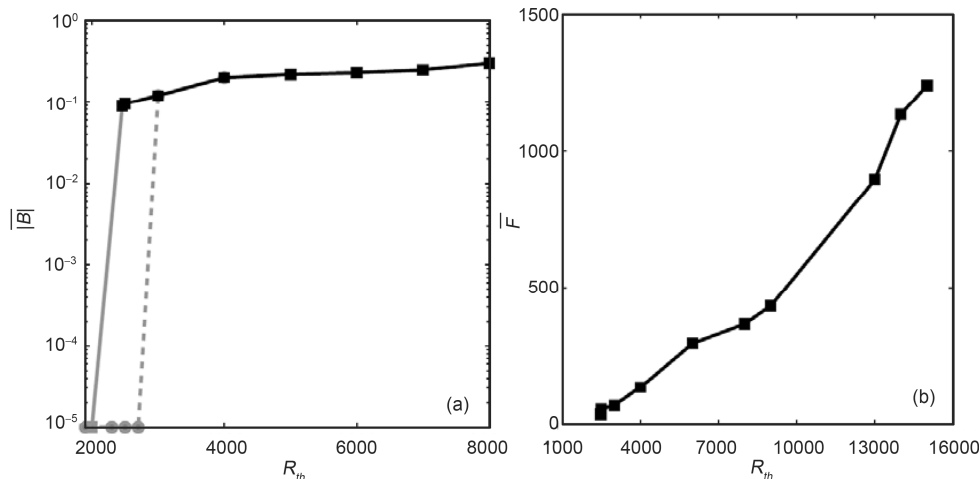


图 1 磁场强度的时间平均值 $|\overline{\mathbf{B}}|$ 随 Rayleigh 数变化情况(a)和 F 的时间平均值 $\overline{F}$ 随 Rayleigh 数变化情况(b)

实线为反向模拟过程, 虚线为正向模拟过程. 据文献[20]

是因为在 $T < 1.0000$ 时, 系统还处于过渡时期, 未充分发展, 还受到初始条件的强烈影响, 故该部分的数据不予采用. 具体而言, 本次研究的数据是一个时间步长为 $\Delta t = 0.005$ (磁场自由耗散时间的 0.5%), 包括 504 个发电机数值解.

2.2 分析方法——经验正交函数

经验正交函数(Empirical Orthogonal Function, 简称 EOF)分析是建立在一组正交基函数基础上的数据统计方法, 它能有效的将叠加在一起的不同物理过程的“贡献”分离开来, 其根本原理为将研究的物理场的空间分布和时间特征变化分量分解为空间函数和时间函数的线性组合^[29,30]. 和其他的本征函数分析方法比较, EOF 的最大特点为其基函数不是事先人为给定, 而是由研究数据本身计算得出的, 它较能反映出物理场的固有特点, 且具有非常快的收敛性. 值得注意的是, 使用该方法的必要条件是必须有精度相同、足够长的时间序列或足够多的资料样本^[29,30].

在数学上 EOF 归结为, 求解原始数据矩阵的协方差矩阵的特征向量和特征根问题^[29,30]. 具体算法如下, 表示磁场空间分布和时间变化的磁场可以写成更普遍的级数形式:

$$x(r, t) = \sum_{k=1}^K F^k(r, t) = \sum_{k=1}^K A^k(t) \Phi^k(r), \quad (8)$$

其中 $x(r, t)$ 为磁位或任意一个行星磁场要素; $F^k(r, t)$ 为该磁位或者要素的组分; $A^k(t)$ 为描述主成分时间变化的“强度系数”; $\Phi^k(r)$ 为每个组分中描述该组分磁场空间形态的“模函数”; K 为级数的截断水平.

上式可以看作是函数 $x(r_j, t_i)$ 在正交系 $\Phi^k(r_j)$ ($k=1, 2, 3, \dots, K$) 上的展开, $t_i (i=1, 2, \dots, m)$ 为年代, $r_j (j=1, 2, \dots, n)$ 为位置, 原始数据为 m 行 n 列的矩阵 $X_{m \times n}$. 为了从原始数据求出 $A^k(t)$ 和 $\Phi^k(r)$, 分别求出表达式 $\delta_k = \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^n \left[x_{ij} - \sum_{k=1}^N a_i^k \phi_j^k \right]^2$ 对 a_i^k, ϕ_j^k 的极小值, x_{ij}, a_i^k, ϕ_j^k 分别为矩阵 $X_{m \times n}, A_{m \times 1}^k, \Phi_{n \times 1}^k$ 的元素. 随后定义 $V_{n \times n} = X_{m \times n}^T X_{m \times n}$, 并使用正交条件:

$$\Phi_{n \times 1}^{kT} \Phi_{n \times 1}^l = \begin{cases} 1, & k=l \\ 0, & k \neq l \end{cases} \text{ 和 } A_{m \times 1}^{kT} A_{m \times 1}^l = \begin{cases} \lambda_k, & k=l \\ 0, & k \neq l \end{cases}, \text{ 最终求}$$

EoF 基函数 $\Phi^k(r)$ 的问题归结为求解原始资料矩阵 $X_{m \times n}$ 的协方差矩阵 $V_{n \times n}$ 的特征向量和特征根问题.

2.3 模拟结果

2.3.1 磁场形态特征

图 2 显示了利用 EOF 函数分析在模拟时间 (1.0000, 3.5785) 区间内得到的磁场前四阶本征模的结果, 自上而下按本征值从大到小的次序排列. 图 2 所示参数均为无量纲量. 图 2(a1)至 2(d1)各图显示的是描述磁场空间分布形态的模函数, 图中红色表示磁场径向分量为正值, 即磁力线方向由里向外, 蓝色表示磁场径向分量为负值, 磁力线方向由外向里. 第一阶本征模显示的是全球尺度的磁场, 非常接近一个赤道偶极子: 磁异常的最大值出现在中低纬地区, 在南北半球呈现对称性减小, 呈现非轴向偶极子的分布特征. 该组分对总磁场的贡献 E , 如图 2(a1)的百分比所示, 达到 48.87%. 图 2(a2)表示的是第一阶模函数的强度系数随时间变化情况. 图中可见, 该形态的模随时间的变化呈现非单调性, 变化剧烈.

图 2(b1)显示, 第二阶本征模与第一阶本征模的空间形态分布类似, 也呈现类似非轴向偶极子的分布特征, 但磁异常中心处于不同的经度位置. 该组分对总磁场的贡献达到 46.32%. 结合第一阶本征模的情况, 可以看出, 前两阶本征模对总磁场的贡献超过了 95%. 这直观的表明, 在所研究的时间区间内, 构成磁场形态的组分中, 比重最大的为非轴向偶极子的成分. 需要指出的是, 由于这两阶本征模的形态只存在相位的差异, 很可能显示的是同一种形态的成分.

图 2(c1)和 2(d1)描述的是第三阶本征模和第四阶本征模的空间形态, 由这两个图可以看出, 磁场空间形态包含多偶极子的成分, 很可能反映较小尺度的区域磁异常. 该两阶本征模对主磁场的贡献共为 2.56%. 由图 2(c2)和 2(d2)可看到, 这两阶本征模的强度随时间呈非单调变化, 但变化幅度要大于前两阶本征模.

2.3.2 磁极特征

为了更好的理解火星磁场的磁极特征, 借鉴地

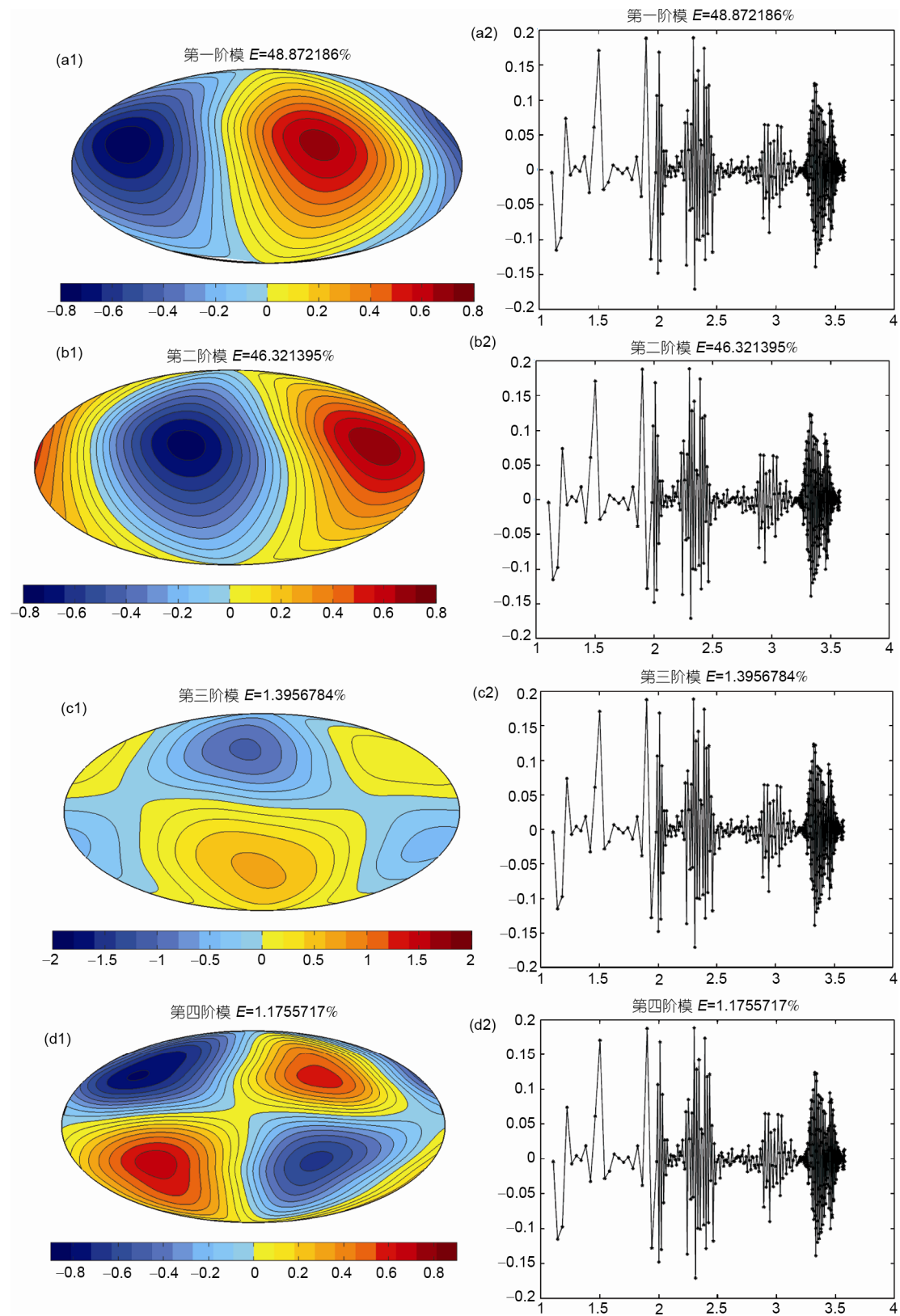


图 2 EOF 分析的前四阶本征模((a1), (b1), (c1), (d1))和对应的强度系数((a2), (b2), (c2), (d2))

磁场的观测点坐标系来描述火星古发电机产生的磁场。也就是以观测点为坐标系原点, 取地理北向为 X 轴, 地理东向为 Y 轴, 垂直向下为 z 轴, 磁场可以用 (X, Y, Z) 来表述。通常与一个观测磁场最佳近似的地心偶极子的磁轴和行星表面的两个交点称为虚磁极。在虚磁极处偶极磁场垂直于行星表面, 即 $X = Y = 0$, 由此求出磁极的所处的纬度 θ 和经度 λ 。在数值模拟中, 磁场可以用球谐函数展开, 可以表述为如下普遍形式: $B_l^m = a_l^m + ib_l^m$, a_l^m 和 b_l^m 分别为待定系数, 推导出如下磁极计算公式: $\tan \theta = \sqrt{(a_1^1)^2 + (b_1^1)^2} / b_1^0$, $\tan \lambda = -(a_1^1 / b_1^1)$ 。使用研究数据, 计算其虚磁极位置, 其纬度 θ 随模拟时间 T 变化的情况如图 3 所示。从图 3 可以看到在所讨论的时间区域内, 至少出现 12 次磁极漂移和 5 次倒转事件。

2.3.3 磁偶极矩

由于行星磁偶极矩是表征行星磁场的重要指标, 因此磁偶极矩的变化是反映其主磁场变化的重要参数之一。在亚临界区域内磁偶极矩强度 M 随着模拟时间 T 的变化如图 4 所示。从图 4 可知磁偶极矩 M 随着时间剧烈的变化, 尤其通常在磁极倒转期间变小 (不一定总能达到最小值), 基于在我们所关注的模拟时间内, 磁场为赤道偶极子占优的特征, 该结果并不意外。据此亚临界发电机的磁极倒转特征很可能与超临界发电机下轴向偶极子占优的情况存在很大的差异性。

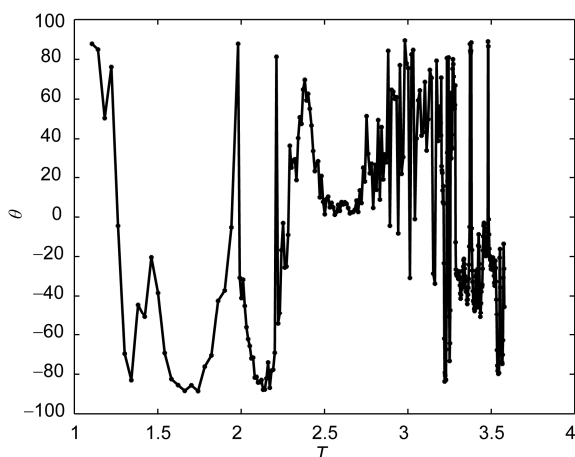


图 3 虚磁极纬度随时间的变化

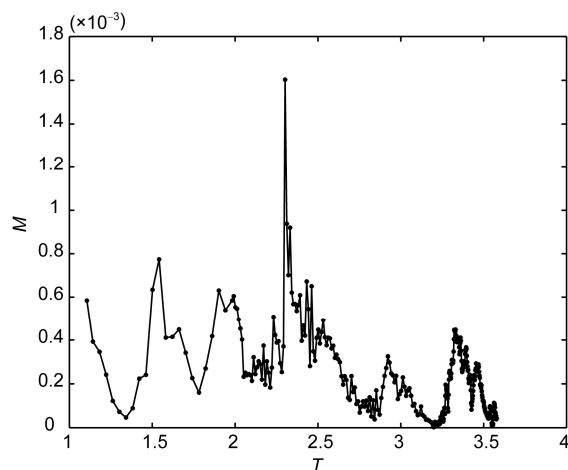


图 4 磁偶极矩随时间的变化

3 讨论

关于火星发电机研究结果表明, 火星发电机在其“死亡”前很可能处于亚临界状态。利用 EOF 方法对处于亚临界发电机领域内即 $R_{th} = 2480$ 的磁场形态分析发现: 在火星发电机湮灭之前, 火星表面磁场形态特征是非轴向偶极子场占优势的, 并且在这个时期, 频繁出现磁极的漂移和倒转现象。这与超临界发电机下的情况存在很大差异性, 在超临界发电机下磁场为轴向偶极子占优, 并很少出现磁极倒转^[17]。

基于数值结果, 我们推测当 Rayleigh 数在亚临界区域内递减的过程中, 越接近亚临界 Rayleigh 数 $R_{th2} = 2440$, 磁极倒转事件发生得越频繁。由于行星磁极倒转现象为一混沌过程, 即其倒转频率也是紊乱, 为使得该结论更具有统计意义, 我们还需获得更多在不同 Rayleigh 数下经历更长模拟时间的发电机数值解。

这些结论能够应用于解释火星地壳磁场取决于很多因素, 例如我们还不清楚火星发电机在其湮灭前经历的亚临界发电机状态持续了多长时间, 这是个关键性的问题, 它决定了亚临界发电机在多大程度上影响火星表面物质的磁化过程从而影响了火星剩余磁场。即便如此, 我们的模拟结果只是提供了对火星地壳磁场相关问题的一个参考解。

目前针对火星发电机的湮灭时间和磁场分布特征的形成机制已经开展了大量工作。2004 年, Arkani-

Hamed^[31]提出, 和地磁场类似, 当火星具有活跃发电机作用时, 产生的磁场是方向与火星旋转轴一致的轴向偶极子, 而随着 Tharsis 高地的隆起, 火星质量被重新分配, 使得火星古磁极发生明显的极移, 该过程发生于火星地壳磁化作用之后, 因此可以用 Tharsis 高地的形成来约束火星发电机的湮灭时间以及解释火星剩余磁场分布特征. 而我们的结果提供了另一种可能性, 由于火星古发电机在其湮灭前很可能处于亚临界状态, 其本征磁场为赤道偶极子占优, 这就使得高强度的磁场出现于赤道附近.

在火星极移的研究方面, 我们的结论还有进一步应用的空间. 目前证明火星极移最有力的证据之一来自于古磁极的研究结果. 现有大量研究^[32-35]表明古磁极和现今火星旋转轴之间存在明显的距离, 即火星曾经存在过极移. 如 Hood 等^[34]通过模拟两者的距离, 推出一个幅度达到 50° 的极移过程. 值得注意的是以上利用磁异常研究火星极移的研究基本基于古磁轴和旋转轴方向一致的假设之上, 即认定火

星古磁场为轴向偶极子场. 而如前所述, 模拟结果表明在发电机湮灭前磁场很可能已经不是一个轴向偶极子占优势的磁场, 因此在此类研究中, 应考虑非轴向偶极子占优带来的影响.

必须认识到, 以上本文所涉及的讨论都是在设定核幔边界条件为均匀边界条件下得到, 而最近关于火星演化早期的超大型撞击事件的研究表明^[36,37], 超大型撞击事件的发生和火星古发电机湮灭几乎发生在同一时期, 超大型撞击事件很可能会引起火星核幔边界热不均匀现象. 由于核幔边界是发电机区域的外边界, 这一不均匀现象将会对发电机过程产生影响. Stanley 等^[38]采用穿过北半球的热流大大小于南半球的边界条件, 模拟得到了一个稳定的, 只有一个半球尺度分布特征的发电机. 基于此, 为了完整的讨论火星亚临界发电机系统, 在后续的工作中, 我们将考察在超大型冲击下产生的核幔边界的热不均匀性对火星发电机的影响. 重点关注在不均匀性热边界条件下, 亚临界发电机的存在性问题.

致谢 衷心感谢中国科学院研究生院的周元泽博士对初稿提出的宝贵建设性意见, 美国国家宇航局和马里兰大学的地球系统联合中心(Joint Center for Earth Systems Technology)对王天媛提供的优越的访问条件, 并对专家审稿时所提的宝贵意见表示由衷的感谢.

参考文献

- 1 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: 23403–23417
- 2 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
- 3 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
- 4 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
- 5 Langel R A, Phillips J D, Horner R J. Initial scalar magnetic anomaly map from Magsat. *Geophys Res Lett*, 1982, 9: 269–272
- 6 Purucker M D, Ravat T J, Sabaka C, et al. An altitude-normalized magnetic map of Mars and its interpretation. *Geophys Res Lett*, 2000, 27: 2449–2452
- 7 Purucker M D, Clark D. Exploration Geophysics on Mars: Lessons from magnetics. *Leading Edge*, 2000, 19: 484–487
- 8 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
- 9 Larmor J. How could a rotating body such as the Sun become a magnet. *Rep Br Assoc Adv Sci*, 1919, 87: 159–160
- 10 Merrill R T, McElhinney M W, McFadden P L. *The Magnetic Field of the Earth*. New York: Academic Press, 1998
- 11 Elasser W M. Induction effects in terrestrial magnetism. *Theory Phys Rev*, 1946, 69: 106–116
- 12 Bullard E C, Gellman H. Homogeneous dynamo and terrestrial magnetism. *Phil Trans R Soc Lond*, 1954, 247: 213–279
- 13 Kuang W J, Bloxham J. A numerical dynamo model in an Earth-like dynamical regime. *Nature*, 1997, 389: 371–374
- 14 徐文耀. 地球发电机过程中的实验室模拟研究. *地球物理学进展*, 2005, 9: 698–704
- 15 Busse F H. Homogeneous dynamos in planetary cores and in the laboratory. *Annu Rev Fluid Mech*, 2000, 32: 383–408

- 16 Roberts P H, Glatzmaier G A. Geodynamo theory and simulations. *Rev Mod Phys*, 2000, 72: 1081–1123
- 17 王天媛, 匡伟佳, 马石庄. 数值模拟火星磁场古发电机: Rayleigh 数对系统的影响. *中国科学 D 辑: 地球科学*, 2009, 39: 157–165
- 18 Childress S, Soward A M. Convection-driven hydromagnetic dynamo. *Phy Rev Lett*, 1972, 29: 837–839
- 19 Pierre M G. The strong field branch of the Childress-Soward dynamo. In: Proctor M R E, Matthews P C, Rucklidge A M, eds. *Solar and Planetary Dynamos. Proceedings of NATO Advanced Study Institute*. Cambridge: Cambridge University Press, 1993. 295–302
- 20 Kuang W, Jiang W, Wang T. Sudden termination of Martian dynamo? Implications from subcritical dynamo simulations. *Geophys Res Lett*, 2008, 35: L14204, doi: 10.1029/2008GL034183
- 21 Lillis R J, Frey H V, Manga M. Rapid decrease in Martian crustal magnetization in the Noachian era: Implications for the dynamo and climate of early Mars. *Geophys Res Lett*, 2008, 35: L14203, doi: 10.1029/2008GL034338
- 22 Lillis R J, Frey H V, Manga M, et al. An improved crustal magnetic field map of Mars from electron reflectometry: Highland volcano magmatic history and the end of the Martian dynamo. *Icarus*, 2008, 194: 575–596
- 23 Kuang W J, Chao B F. Topographic core-mantle coupling in geodynamo modeling. *Geophys Res Lett*, 2001, 28: 1871–1874
- 24 Kuang W J. Force balances and convective state in the Earth's core. *Phys Earth Planet Inter*, 1999, 116: 65–79
- 25 Kuang W J, Bloxham J. Numerical modeling of magnetohydrodynamic convection in a rapidly rotating spherical shell: Weak and strong field dynamo action. *J Comp Phys*, 1999, 153: 51–81
- 26 Kuang W J, Bloxham J. Numerical dynamo modeling: Comparison with the Earth's magnetic field. In: Gurnis M, ed. *The Core-Mantle Boundary Region. Geodynamics Series, AGU Monograph*. Washington DC: American Geophysical Union, 1998. 197–208
- 27 Stevenson D J. Mars' core and magnetism. *Nature*, 2001, 412: 214–219
- 28 Kuang W, Jiang W. Numerical simulation of historical martian dynamo: Onset and annihilation of the dynamo action. 38th Lunar and Planetary Science Conference, Texas. LPI Contribution No 1338, 2007. 2212
- 29 Xu W Y. Eigen mode analysis of the Earth's main magnetic field during 1900–2000. *Chin J Geophys*, 1998, 41: 1–9
- 30 徐文耀. 地球主磁场的 *NOC* 模型. *中国科学 D 辑: 地球科学*, 2002, 32: 576–587
- 31 Arkani-Hamed J. Timing of the martian core dynamo. *J Geophys Res*, 2004, 109: E03006
- 32 Arkani-Hamed J. Paleomagnetic pole positions and pole reversals of Mars. *Geophys Res Lett*, 2001, 28: 3409–3412
- 33 Hood L L, Richmond N C, Pierazzo E, et al. Distribution of crustal magnetic fields on Mars: Shock effects of basin-forming impacts. *Geophys Res Lett*, 2003, 30: 1281, doi: 10.1029/2002GL016657
- 34 Hood L L, Herbert G, Sonett C P. The deep lunar electrical conductivity profile: Structural and thermal inferences. *Phys Earth Plan Int*, 1982, 87: 5311–5326
- 35 Hood L L, Zakharian A. Mapping and modeling of magnetic anomalies in the northern polar region of Mars. *J Geophys Res*, 2001, 106: 14601–14619
- 36 Frey H. Ages of very large impact basins on Mars: Implications for the later heavy bombardment in the inner solar system. *Geophys Res Lett*, 2008, 28: 4015–4018
- 37 Roberts J H, Lillis R J, Manga M. Giant impacts on early Mars and the cessation of the Martian dynamo. *J Geophys Res*, 2009, 114, doi: 10.1029/2008JE003287
- 38 Stanley S, Linda E T, Maria T, et al. Mars' paleomagnetic field as the result of a single-hemisphere dynamo. *Science*, 2008, 321: 1822–1825