

What drives the solar magnetic cycle?

驱动太阳磁周期的原因是什么?

姜杰^{①*}, 汪景琇^①, 张敬华^②, 毕少兰^②^① 中国科学院国家天文台太阳活动重点实验室, 北京 100012;^② 北京师范大学天文系, 北京 100875

* 联系人, E-mail: jiejiang@nao.cas.cn

2016-05-03 收稿, 2016-05-20 修回, 2016-05-23 接受, 2016-07-07 网络版发表

国家自然科学基金(11522325, 11173033)和中国科学院先导专项(B类)(XDB09040200)资助

摘要 太阳磁活动强度呈现大约11年的周期性变化, 这是太阳内部等离子体湍动对流和磁场相互作用的结果, 即太阳的磁流体发电过程。由于对流层强分层、湍流和非线性的特征, 人们远不能通过真实太阳物理参数的全球磁流体力学的数值模拟来认识太阳磁周期的演化。简化的发电机模型, 如轴对称运动学平均场发电机模型在理解太阳磁周期方面取得了长足进步。磁场的极向分量和环向分量在一定速度场的作用下相互维持, 使得磁场能持续的周期性变化。其中的关键物理问题包括: 产生环向场的机制和位置, 产生极向场的机制和位置, 环向场浮现到表面产生具有倾斜角黑子的物理过程以及黑子赤道向迁移的机制。目前只有环向场的产生机制争议较少, 其他的问题自20世纪60年代平均场发电机模型建立以来, 不同时期有不同的主流认识和主流的发电机模型。过去十几年中Babcock-Leighton型磁通量输运发电机较为全面地解释了太阳磁周期变化的整体特征, 但也面临一些新认知的挑战。包含环向磁流管浮现的三维Babcock-Leighton型发电机可能成为下一代主流的运动学发电机模型, 它将和全球磁流体力学模拟并行发展, 互相受益, 提升对太阳磁周期的理解。

关键词 太阳磁周期, 太阳发电机, 磁流体力学, 旋转, 湍流

1 观测特征

太阳黑子是最为人们熟知的太阳表面的现象, 我国有世界公认的最早的确切黑子记录, 即《汉书·五行志》中的“三月乙未, 日出黄, 有黑气大如钱, 居日中央”^[1]。基于望远镜的黑子持续观测始于1610年, 图1为过去400多年来黑子群数随时间的演化, 可以看到黑子的数量呈现大约11年的周期性变化, 而且每一个周期的强度都不相同。尤其是1645~1715年, 太阳表面的黑子数目显著减少, 被称为“Maunder极小期”^[2]。人们把1755年开始的那个周期称为第1个太阳周期, 目前为第24个太阳周。每一个活动周开始时, 黑子群主要在太阳中纬度浮现, 随着活动周的演化黑子浮现的纬度向低纬度迁移, 在太阳周结束时

黑子群主要在接近赤道处浮现, 如图2所示, 这种描述黑子浮现纬度随时间演化的图也称为Maunder蝴蝶图^[3]。

1908年Hale^[4]通过Zeeman效应首次证实黑子对应于太阳上强磁场的区域(千高斯量级)。Hale等人^[5]还发现黑子通常由正负极性两部分组成, 前导(与旋转方向一致的、西向的)和后随黑子的极性相反; 同一个活动周中, 通常北半球的前导(后随)黑子和南半球的前导(后随)黑子极性相反; 下一活动周, 南北半球双极群的极性反转, 因此产生了大约22年的太阳磁周期。黑子前导和后随的连线大致与赤道平行, 反映了黑子对应太阳磁场的环向分量, Hale极性定律进一步反映了太阳内部的环向磁场是南北半球反对称

引用格式: 姜杰, 汪景琇, 张敬华, 等. 驱动太阳磁周期的原因是什么? 科学通报, 2016, 61: 2973-2985

Jiang J, Wang J X, Zhang J H, et al. What drives the solar magnetic cycle? (in Chinese). Chin Sci Bull, 2016, 61: 2973-2985, doi: 10.1360/N972016-00555

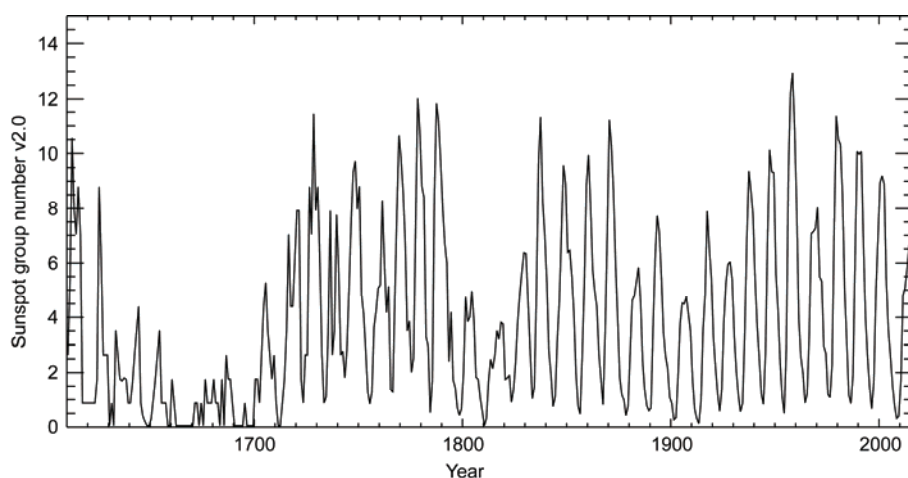


图1 1610年以来太阳表面黑子群数随时间的演化, 数据来自<http://www.sidc.be/silso/groupnumber>^[6]

Figure 1 Average number of sunspot groups since 1610. Data are from <http://www.sidc.be/silso/groupnumber>^[6]

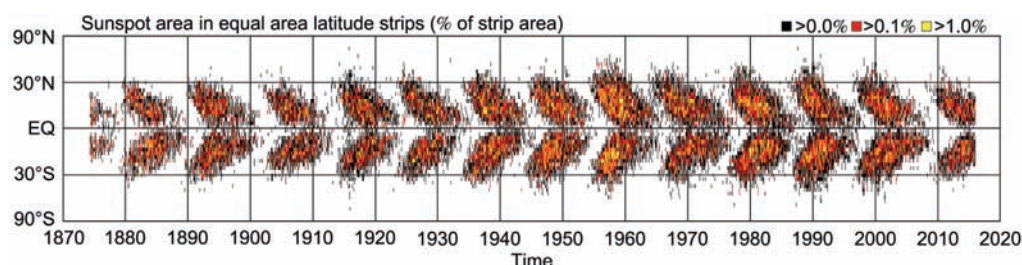


图2 (网络版彩色)黑子浮现纬度随时间的演化, 即Maunder蝴蝶图, 来自<http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>

Figure 2 (Color online) The sunspot group emergence as a function of latitude and the time, i.e., the sunspot “butterfly diagram”. Data are from <http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>

的. 他们同时还发现, 通常前导黑子比后随黑子更接近赤道, 即黑子群具有倾斜角, 黑子浮现的纬度越高, 倾斜角一般越大, 这也被称为Joy定律^[5].

20世纪50年代磁像仪的发明^[7], 使人们认识到不仅黑子的区域, 太阳上遍布着磁场. 图3为1976年以来由太阳综合磁图在经度方向平均后得到的太阳磁蝴蝶图. 在每个活动周中, 除前面所提到的赤道向迁移的中低纬度黑子活动带之外, 我们还可以看到高纬度、南北半球极性相反的单一极性占主导的极区磁场, 对应连接南北半球的太阳磁场的极向分量. 同黑子一样, 极区磁场的强度也呈现大约11年的周期变化, 但相位与黑子数相反, 磁通量从黑子活动带向高纬度漂移, 它们使得极区磁场在活动极大年附近极性发生反转, 黑子活动极小年附近强度最大.

太阳除连接南北极区的 10^6 km量级的磁场、黑子尺度相关的磁场, 还有存在于宁静太阳区域湍流的混合极性网络内磁场, 也称为“磁毯”^[8]. 尽管它们的

尺度相对较小, 它们对太阳总磁通量的贡献比大尺度磁结构的总量多^[9]. 目前高分辨率空间望远镜, 如Hinode/SOT, 能够探测到百公里尺度的磁场, 而人们对太阳磁能谱的估算表明, 太阳湍流磁场的最小尺度可能达到十米的量级^[10], 远超过目前仪器所能探测到的衍射分辨率极限. 目前所能探测到的4个量级尺度变化的磁场基本遵从同一个幂率谱分布^[11]. 太阳发电机过程产生全球尺度的偶极场、黑子磁场、再到湍流小尺度变化的磁场, 覆盖大约8个数量级尺度的太阳磁场. 集中于理解太阳活动周相关的大尺度磁场起源和演化的发电机模型属于大尺度或全球发电机模型, 这一概念要区别于解释网络内磁场等更小尺度磁场特征的小尺度或局地发电机^[12]. 解释太阳磁周期的发电机模型通常简称为发电机模型, 这也是本文所集中讨论的对象.

太阳磁活动周的强度会影响低轨道地球卫星的轨道、载荷和寿命, 还会对空间碎片的数目有影响,

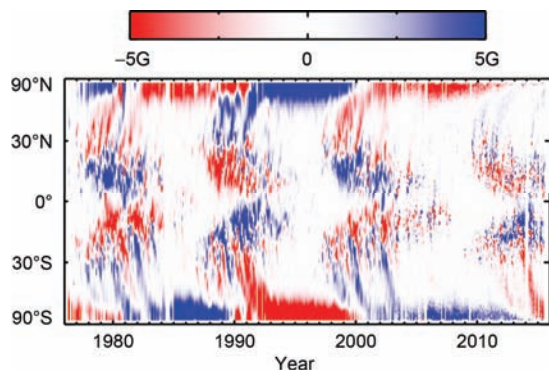


图 3 (网络版彩色)1975 年以来太阳全日面磁场在经圈方向平均后所得的不同纬度净磁通随时间的演化, 也称为“磁蝴蝶图”

Figure 3 (Color online) A magnetic butterfly diagram constructed from the longitudinally averaged radial magnetic field since 1975

因此长期空间项目的规划需要对太阳磁活动周的认识以及太阳周强度的预报^[13]. 太阳磁活动变化而带来的UV辐射变化会影响平流层温度的变化, 进而影响地球大气环流, 导致地球天气和气候的变化, 对太阳活动周变化的理解能帮助对地球气候变化成因的认识^[14]. 此外, 磁场是各类天体普遍存在的现象, 太阳作为一颗具有最为全面观测资料的普通恒星, 对其磁活动周的认识对理解其他天体的磁场和影响具有借鉴作用^[15].

2 磁流体力学模拟

目前大家普遍接受太阳磁周期是由于太阳内部等离子体流场和磁场的非线性相互作用的结果, 也就是可以通过磁流体力学方程组来完整描述^[16~18]. 磁感应方程给出了由于速度场 $\mathbf{v}$ 的作用而引起的磁场 $\mathbf{B}$ 变化, 即:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \lambda \nabla \times \mathbf{B}), \quad (1)$$

其中当磁场存在时速度场的变化由Navier-Stokes方程给出, 即:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}}{4\pi\rho} + \mathbf{g} + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \bar{\tau}, \quad (2)$$

ρ 为等离子密度, p 为等离子压力, $\bar{\tau}$ 为黏性应力张量, λ 为磁扩散系数. 这两个方程再结合连续性方程、能量方程和气体状态方程, 以及合理的初始条件和边界条件, 即可完整描述系统的演化.

产生太阳磁场的区域为接近太阳表面0.3个半径

(0.3R)的对流层, 其顶部到底部密度、压力等热力学参数可变化数个量级. 对流层旋转和分层的特征是从无序的对流运动中产生有组织的大尺度磁场的动力学因素, 它们会破坏湍流运动的均匀性和对称性, 产生纬度方向的温度差别和雷诺应力, 进而驱动大尺度的速度场, 即较差自转和子午环流. 对流层里纬度方向熵的梯度破坏了Taylor-Proudman定理^[19], 使得太阳的旋转特征偏离柱形等强度分布, 图4是由日震学方法所得到的太阳内部的旋转轮廓^[20]. 子午环流是在子午平面内关于自转轴对称的大尺度的流场, 在太阳表面探测到的强度大约为 10 m s^{-1} , 由低纬度向高纬极向运动, 太阳内部的分布还存在较大争议^[21]. 较差自转和子午环流随太阳活动周呈现一定强度的变化^[22,23].

要在旋转、分层、湍流、导电的太阳对流层球壳中数值模拟太阳大尺度磁场的周期性演化以及速度场的分布是极端困难的, 必须通过许多近似和简化来实现. 这方面的努力始于20世纪80年代^[24,25], 他们利用CRAY-1计算机, 通过增加耗散系数来维持数值的稳定性, 这些模拟能产生大尺度的磁场以及快速旋转的赤道, 但很多方面和太阳的情况不符, 如磁场随时间迁移的方向, 较差自转等与实际太阳的情况相差较大. 后来并行计算的发展使得能够在低扩散的情况下做高精度的模拟, 产生类似太阳的较差自转, 但很难再现空间上有序的大尺度磁场^[26,27]. 最近

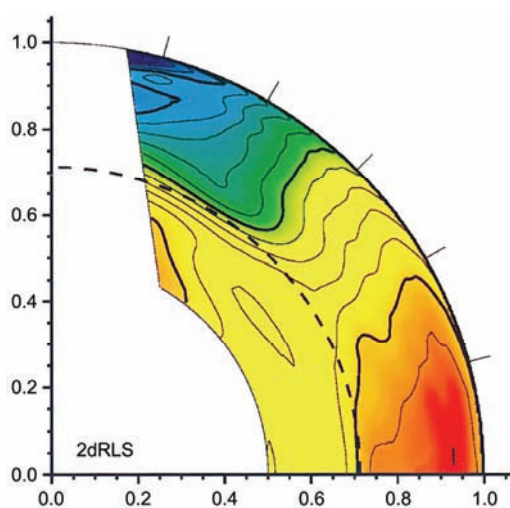


图 4 (网络版彩色)由日震学反演所得到的太阳内部的旋转速度分布^[20]

Figure 4 (Color online) Solar differential rotation inferred from helioseismology^[20]

的努力实现了模拟产生大尺度磁场周期性反转的突破^[28~31]. 图5为Fan和Fang^[31]给出的全球磁流体力学模拟所得的太阳对流层底部环向磁场随时间的演化, 这是目前全球磁流体力学模拟所能得到的最好结果之一, 磁场强度的周期性变化、南北半球磁场的反对称性分布等方面与观测较为接近, 但在周期的长度、磁场纬度分布随时间的演化等方面有较大区别.

3 运动学发电机模型

3.1 背景概述

对磁流体力学方程组的较大且有效的简化是忽略磁场对速度场的调节作用, 由日震学给出的大尺度速度场来研究磁场的演化, 即运动学发电机, 这是一直以来发电机研究的主力. 太阳较差自转随太阳周强度的变化, 幅度只在千分之几的量级^[22](子午环流的强度随太阳活动周变化幅度较大^[23]), 因此这种运动学的假设在一定程度上是合理的. 既然多空间和时间尺度的磁场和速度场使得直接的数值模拟很困难, 在运动学模型中常把小尺度的流场和磁场与大尺度的分开, 采用平均场的方法^[32,33], 针对时间演化较慢的大尺度磁场来研究. 把速度场和磁场分成平均量和在平均量基础上的变化量, 代入到方程(1), 可得平均磁场 $\langle \mathbf{B} \rangle$ 满足:

$$\frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} = \nabla \times (\langle \mathbf{v} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle) + \xi - \lambda \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle, \quad (3)$$

其中 ξ 为平均电动势, 对于均匀、各向同性的湍流, ξ 的形式为

$$\xi = \alpha \langle \mathbf{B} \rangle - \beta \nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle, \quad (4)$$

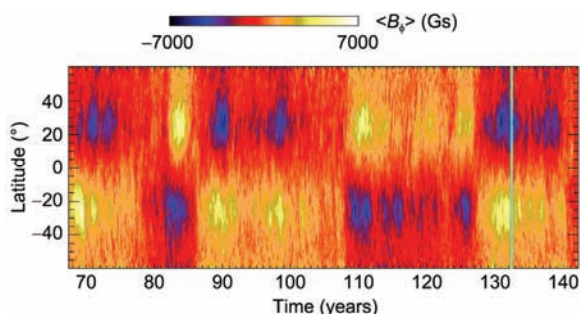


图5 (网络版彩色)发电机的全球磁流体力学模拟所得的太阳对流层底部环向磁场随时间的演化^[31]

Figure 5 (Color online) Latitude-time variation of the azimuthally averaged toroidal magnetic field at a depth near the bottom of the convection zone^[31]

其中 α 为平均场发电机过程中的重要参数, β 为湍流磁扩散. 把(4)代入(3)可得平均场的磁感应方程:

$$\frac{\partial \langle \mathbf{B} \rangle}{\partial t} = \nabla \times (\langle \mathbf{v} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle) + \nabla \times (\alpha \langle \mathbf{B} \rangle) + \beta \nabla^2 \langle \mathbf{B} \rangle + (\nabla \times \langle \mathbf{B} \rangle) \times \nabla \beta, \quad (5)$$

通常 $\beta \gg \lambda$, 因此这里忽略了 λ .

太阳大尺度磁场的周期性演化可以看成磁场的极向分量(如观测到的极区磁场)和环向分量(如形成黑子的部分)互相产生, 不断维持的时间序列. 也就是从环向场产生极向场, 再从极向场产生环向场, 循环往复的过程.

3.2 早期的发展历史

轴对称的平均磁场可以写成这样的形式:

$$\langle \mathbf{B} \rangle = B(r, \theta, t) \mathbf{e}_\phi + \nabla \times [A(r, \theta, t) \mathbf{e}_\phi],$$

$B(r, \theta, t) \mathbf{e}_\phi$ 是磁场的环向分量, $\mathbf{B}_p = \nabla \times [A(r, \theta, t) \mathbf{e}_\phi]$ 为磁场的极向分量. 大尺度的速度场可以写成 $\langle \mathbf{v} \rangle = \Omega(r, \theta) r \sin \theta \mathbf{e}_\phi + [v_r(r, \theta) \mathbf{e}_r + v_\theta(r, \theta) \mathbf{e}_\theta]$ 的形式, 其中 $\Omega(r, \theta)$ 是较差自转, $\mathbf{v}_m = v_r(r, \theta) \mathbf{e}_r + v_\theta(r, \theta) \mathbf{e}_\theta$ 为子午环流, 极向场和环向场的演化方程为

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{s} (\mathbf{v}_m \cdot \nabla) (sA) = \beta \left(\nabla^2 - \frac{1}{s^2} \right) A + \alpha B, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial B}{\partial t} + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r v_r B) + \frac{\partial}{\partial \theta} (v_\theta B) \right] \\ = \beta \left(\nabla^2 - \frac{1}{s^2} \right) B + s (\mathbf{B}_p \cdot \nabla) \Omega + \frac{1}{r} \frac{dB}{dr} \frac{\partial}{\partial r} (rB), \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $s = r \sin \theta$, $s (\mathbf{B}_p \cdot \nabla) \Omega$ 是环向场的源项, 它表明较差自转作用于极向磁场产生环向场, 这个过程也称为 Ω 效应. αB 项对应极向场的源, 这样极向场和环向场分别通过 α 效应和 Ω 效应维持磁场的周期性变化, 也称为 α - Ω 发电机.

关于极向场的产生机制, 主要有两个流派. 第一个流派起源于1955年Parker的思想^[34], 即由于科氏力的作用, 对流层中的湍流具有运动学螺度, 有螺度的湍流源包会扭曲环向磁场而产生极向磁场. Steenbeck等人^[32]在1966年把这一思想系统化、数学化, 开拓了平均场发电机. α 强度可近似为

$$\alpha \approx -\frac{1}{3} \overline{\mathbf{v}' \cdot \nabla \times \mathbf{v}' t},$$

即此流派的 α 效应是由于对流层的湍流运动学螺度而产生的极向磁场, 这种 α 效应也称为平均场 α 效

应. 而它只有在环向场的磁能密度小于湍流的能量密度时才能工作, 这意味着在对流层环向场的强度应该小于 10^4 G. 第二个流派的思想来源于Babcock^[35]和Leighton^[36], 通常称为Babcock-Leighton机制, 这里简称为BL机制. 对流层里的环向磁流管上浮到太阳表面形成黑子的过程中会受到科氏力的作用, 产生黑子群的倾斜角, 相应产生磁场的极向分量(偶极矩), 黑子群再受太阳表面大尺度的速度场和湍流磁扩散的作用而演化衰减, 对应偶极矩的强度或增加或减小, 最终小部分磁通量贡献太阳极区磁场的演化. 基于此机制的模型广义上也属于平均场发电机.

二十世纪七八十年代大家普遍认为平均场 α 效应是产生极向磁场的主要机制, 并且对子午环流的作用不够重视. 要得到观测的蝴蝶图所需的赤道向传播的环向场, 需要 $\alpha \frac{\partial \Omega}{\partial r} < 0$, 即Parker-Yoshimura符号法则^[34,37], 由于当时人们并不知道太阳内部的较差自转分布, 根据此法则人们推测对流层里北半球的较差自转 Ω 满足 $\frac{\partial \Omega}{\partial r} < 0$, 南半球则相反. Steenbeck和Krause^[33]在1969年首次基于这一理论得到了模拟的太阳蝴蝶图.

正如前面所指出的, 要使平均场 α 效应工作, 环向磁场的强度应该小于 10^4 G. 然而, 这一结果与二十世纪八九十年代有关环向磁流管浮现形成黑子的数值模拟工作不一致. 模拟的结果表明环向磁场的强度应该达到 10^5 G, 这样黑子浮现的纬度以及倾斜角的大小才能与观测结果一致^[38~40]. 对于这样强的环向磁场, 它不可能被湍流源包扭曲, 也就是说平均场 α 效应将会被抑制. 同时, 关于对流层里较差自转形式的推论也被20世纪90年代日震学的结果否定. 这些问题使得人们开始质疑平均场 α 效应是否可以作为太阳极向场的主要产生机制, 而随着观测数据的积累, BL机制呈现出较强的生命力.

3.3 BL型磁通量输运发电机

平均场 α 效应所遇到的困境, 使人们自然想到用BL机制来解释极向磁场的产生, 这样就不会受到 10^5 G环向场的限制. 两种极向场的产生机制都是通过科氏力的作用来扭曲环向磁场, 但两者作用的空间尺度不同. 平均场 α 效应是科氏力作用于小尺度的对流源胞, 使其具有一定螺度, 对流源胞再作用于环向磁

流管. 而BL机制是科氏力直接作用于大尺度的环向磁流管, 产生极向分量.

图6为解释BL型磁通量输运发电机工作原理的卡通图. 由于对流层底部的旋切层具有很强的径向较差自转, 环向磁场产生于此; 当环向磁场足够强时将浮现到太阳表面产生具有倾斜角的黑子群; 太阳表面在BL机制的作用下黑子群衰减对应表面极向磁场的演化; 由于极向磁场和环向磁场的产生区域在空间上是分离的, 需要一定的输运机制把表面的极向磁场输运到对流层底部, 故称为BL型磁通量输运发电机. 模型中的输运机制包括子午流和湍流磁扩散. 子午环流在对流层内部的结构和强度目前还不能确切给出, 湍流磁扩散的强度也是一个有争议的物理量. 通常太阳内部采用单一子午环流, 赤道向子午流出现在对流层底部, 湍流磁扩散在 $10^{10} \sim 10^{12} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 量级, BL机制只集中在接近表面大约 $0.95R$ 以上的部分, 其强度正比于对流层底部的环向磁场强度. 2004年Chatterjee等人^[41]模拟太阳周的结果如图7所示. 与观测到的图2中的黑子蝴蝶图和表面极向磁场演化的图3相对比, 这一模型很好地再现了这些太阳磁周期的观测特征.

这一模型还成功应用于太阳活动周不规则性的研究. 太阳周的演化原本是非线性磁流体力学问

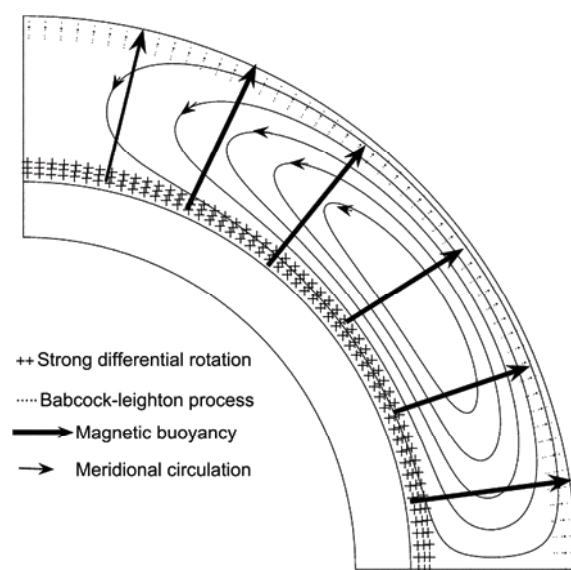


图6 BL型磁通量输运发电机的示意图, 其中包括Babcock-Leighton过程, 较差自转(Ω 效应)、子午环流和磁浮力4个物理过程^[17]

Figure 6 A cartoon for the Babcock-Leighton type flux transport dynamo including Babcock-Leighton mechanism, the Ω -effect, meridional flow and magnetic buoyancy^[17]

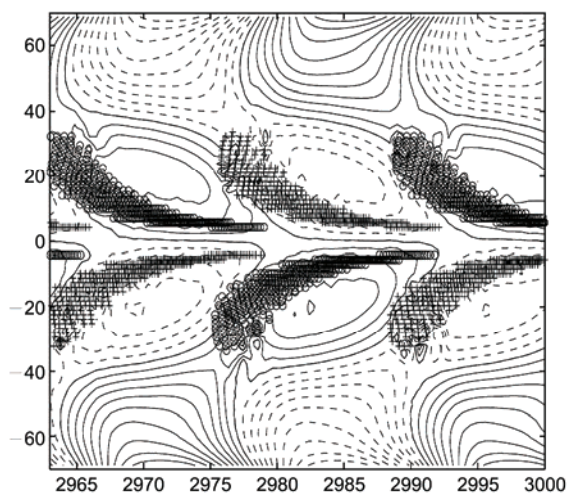


图7 BL型磁通量输运发电机模拟所得的黑子浮现纬度随时间的演化(符号“+”和“o”)以及接近太阳表面径向磁场的时间-纬度分布图^[41]

Figure 7 Theoretical butterfly diagram of eruptions for a BL-type flux transport dynamo model. The background shows contours of diffuse radial field. Eruption latitudes are denoted by symbols “o” and “+”^[41]

题, 运动学模型的假设使其成了一线性问题, 对太阳活动强度不规则性的理解需要加入非线性或随机性因素. 在运动学发电机模型中最简单也是最常用的加入非线性的方法是采用如下形式的 α 效应参数:

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \left| \frac{B}{B_0} \right|^2}.$$

但这种形式通常只能得到太阳周强度恒定的周期性的解. 既然平均场的方法是在湍流的基础上做的平

均, 因此可以期望物理量在平均强度的基础上存在随机的变化.

在该类模型中子午环流的幅度主导太阳周的周期, 因此任何子午流的变化都会对结果有显著影响. Yeates等人^[42]指出如果子午流强度变弱, 则周期增加, 同时会带来两个效应. 一是较差自转有更多的时间产生环向磁场, 增强活动周强度, 另一个是有更长的时间使得扩散作用于磁场, 消减活动周的强度. 当模型的磁扩散强度较强时, 磁场的扩散作用比环向场的产生过程作用更显著, 因此弱的子午环流产生相对较长的周期和弱的太阳周. 基于此思想, Karak^[43]认为子午流的随机变化导致了太阳周强度的变化, 如图8所示, 调节每个活动周子午环流的强度使其再现活动周的周期, 同时模型很好地再现了过去23个太阳周的幅度变化. 另外一种随机机制是 α 效应的强度, Karak和Choudhuri^[44]发现只有 α 效应的强度变化不能产生反映活动周强度与活动周轮廓的Waldmeier效应. Choudhuri和Karak^[45,46]还利用子午环流和 α 效应参数的随机变化解释了Maunder极小的产生及其特征, 包括不对称性、恢复到正常太阳周的渐进性和出现概率等.

BL型磁通量输运发电机的另一个里程碑式的成功是对太阳活动周强度的物理预报. 第23周极小期时有两组作者作了相关的尝试^[47~50]. 两者的区别主要集中在对太阳内部未知参数的设定和表面极向磁场源的处理上. 第一组作者根据BL机制的定义^[49,50], 直接采用太阳表面观测的磁场数据, 这些数据自从

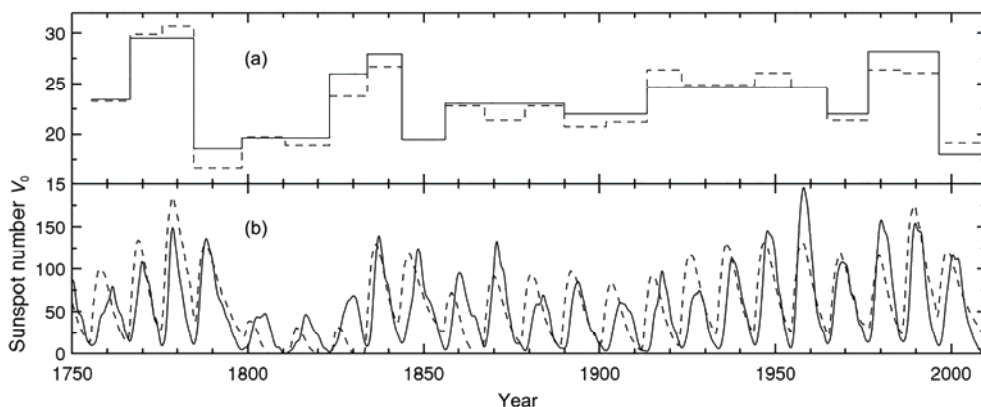


图8 (a) 不同太阳周子午环流强度的变化, 主要通过调节其强度得到与观测相符的周期; (b) 由BL型磁通量输运发电机所得的活动周的强度(虚线)与观测(实线)的对比^[43]

Figure 8 (a) Variation of the amplitudes of meridional circulation needed in dynamo model to fit the periods of last 23 observed cycles; (b) variation of the theoretical sunspot number (dashed line) and observed sunspot number (solid line) with time^[43]

1976年开始. 由于这些数据只覆盖3个极小年, 故第二组作者^[47,48]利用1874年以来的黑子面积数据作为太阳表面极向磁场强度的代理参数, 但由黑子浮现到其最终贡献的大尺度极向磁场中间涉及非线性和随机性的因素没有能在模型中考虑进来(见3.4节); 由于内部的子午流和磁扩散的强度也都是未知的物理量, 他们分别采用了不同强度的磁扩散和子午流的渗透深度, 使得磁记忆的时间分别为1和2个太阳周. 模型参数和极向磁场源的不同使得他们即便都基于BL型磁通量输运发电机模型, 却给出完全相反的预报结果, 第一组作者^[49,50]给出的弱第24太阳周的结果被观测所证实, 这一预报结果的准确性也证实了BL机制对太阳周强度变化的主导作用.

3.4 磁通量输运发电机模型面临的挑战

尽管在过去的十多年中BL型磁通量输运发电机作为发电机模型的典型代表, 在很多方面成功地解释了太阳磁周期的变化, 但近年来该模型也在不断面临着人们新认知的挑战.

子午环流在磁通量输运发电机模型中扮演着重要的角色, 其速度大小主导太阳周的周期长度, 对流层底部假设的赤道向的环流负责产生赤道向迁移的环向磁场. 但近年来有些日震学结果不支持这一关键的速度场假设, 如Zhao等人^[51]和Hathaway^[52]发现赤道向子午环流出现在0.91R附近, 而不是对流层的底部, 比0.91R更深处有另一个反方向的子午环流源胞. 由于对流层里日震学反演的速度场误差较大, 这一结果并没有广为接受. Rajaguru等人^[53]采用不同的数据分析方法, 所得的结果和以前猜接近, 即子午流的反转位置在0.77R. 此外, 一些理论和数值模拟倾向对流层有多重子午流源胞^[20,54], Hazra等人^[55]的研

究表明, 只要对流层底部有赤道向传播的子午流动, 不管其余子午流源胞在对流层里如何分布, 磁通量输运发电机模型依然能够工作. 但对流层底部可能极向传播的子午流还是使得人们开始对其产生质疑, 促使人们探索是否有其他机制主导赤道向迁移的环向磁场.

在磁通量输运发电机模型中环向磁场产生在对流层底部的旋切层, 磁流管浮现的数值模拟表明其强度应为 10^5 G量级^[39,40], 但通过旋切层的径向较差自转, 很难在磁通量输运发电机中产生如此强的环向磁场, 且同时保证表面的极向磁场在10 G的量级. 另外, 旋切层的较差自转在极区最强, 使得环向磁场通常集中在极区. 近来Nelson等人^[56]以及Nelson和Miesch等人^[57]的全球磁流体力学的模拟为环向磁场在什么地方由什么机制产生提出了全新的可能. 新的数值计算方法使得他们模型中的磁扩散相对以前的模拟能显著减小, 所以第一次在对流区得到了明显的环向磁场结构, 如图9所示. 这些环向磁场在对流层中的旋转剪切和湍流间歇性的共同作用下产生, 在磁浮力和对流输运的作用下从对流层上浮到表面, 产生类似太阳表面黑子的倾斜角和纬度分布的特征. 并且所得的环向磁场并不是轴对称的, 因此也可以解释观测到的一小部分违背Hale极性定律的活动区^[58,59]. 这些研究表明太阳磁场也可能产生在对流层, 而不是磁通量输运发电机模型中所需的旋切层.

BL型磁通量输运发电机模型中极向场和环向场分别位于太阳表面和对流层的底部, 二者由对流层里的子午环流和湍流磁扩散连接起来. 混合长理论^[60]、日震学的反演^[61,62]以及磁流体力学结合大尺度速度场观测的分析^[63]都给出太阳内部的湍流磁扩散的强度量级应该在 $10^{13} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. 在目前的模型里如果引入如此强的湍流磁扩散会使得周期远小于11年.

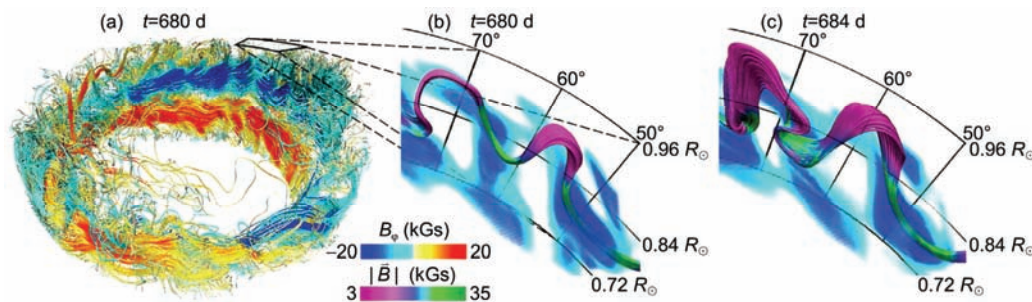


图9 (网络版彩色)对流区中磁流体力学模拟所得的环向磁流管的产生和浮现^[56]

Figure 9 (Color online) Spontaneous formation of coherent rising toroidal flux loops in a convective dynamo simulation^[56]

由于环向磁场的强度较强,一些作者认为由于扩散的烟火作用,环向磁场的扩散强度一般都在 $10^{10} \sim 10^{11} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ 量级^[41,64],而极向磁场磁扩散的强度在不同的模型会有2个量级的差别,这也使得湍流磁扩散和子午环流在连接表面极向磁场和对流层底部环向磁场方面所扮演的角色不同,即分为扩散主导和子午流主导两种类型^[17,42].根据Miesch等人^[63]的结果,即使洛伦兹力能使得湍流磁扩散有两个量级的烟火,它同时必定会导致对流区里子午流和较差自转的变化,而这些因素在目前的模型中并没有考虑进来.因此如何在模型中引入更为合理的湍流磁扩散也成了磁通量输运发电机模型所面临的另外一个挑战.

3.5 Babcock-Leighton机制-最可能主导极向场产生的机制

前面一小节从三个角度说明了BL型磁通量输运发电机所面临的挑战,但其中的BL机制逐渐被证认为是主导极向磁场产生的机制.自从BL机制被提出以来,虽然有着坚实的观测基础,但其在太阳周过程中的作用一直没有被足够重视.一部分学者认为该机制应该只贡献太阳极向磁场产生的一部分,甚至是一小部分,平均场 α 效应或者其他机制的 α 效应应该同时存在.对其作用持否定态度的原因主要有两个,一是人们曾经认为该机制不能产生南北半球反对称的磁场^[65],二是一旦太阳活动进入Maunder极小期,只有此机制太阳活动不能恢复到正常状态^[66,67].

太阳表面磁通量输运模型旨在研究太阳表面大尺度磁场的演化和衰减,对应发电机模型中产生极向场的BL过程^[68].在该模型中黑子群的浮现提供太阳表面极向磁场的源,太阳表面大尺度速度场,即较差自转和子午环流以及小尺度速度场即湍流磁扩散的作用下,极向磁场在太阳表面演化和衰减. Solanki等人^[69]和Jiang等人^[70]发现黑子群浮现的平均纬度依赖于活动周的强度,强的活动周通常平均纬度较高,对应穿越赤道输运到极区的净磁通较少.因此由太阳内部环向磁流管浮现过程所带来的纬度分布特征,加上表面磁场的输运过程导致了BL机制的一种本征的非线性特征. Jiang等人^[70]和Dasi-Espuig等人^[71]的研究表明,活动区的平均倾斜角也依赖于太阳周的强度,强的太阳周平均倾斜角较小,使得活动区对极区磁场的贡献也相对较少,这是BL机制的另外一个本征的非线性. 通常的BL型磁通量输运发电机中的

BL机制只是通过简单的集中在太阳表面的 α 效应的系数来近似,这意味着这些BL型磁通量输运发电机没有抓住BL机制的本质,所得的表面磁场演化的特征和由表面磁通量输运模型所得的结果也不一致^[23,72].前面所提的第二组太阳周预报模型^[47,48]忽略了这种非线性机制,是导致其预报错误的原因之一.

Jiang等人^[73]吸收黑子的面积、纬度和倾斜角的数据到太阳表面磁通量输运模型,得到第15~21周太阳表面极向磁场的演化,把其作为发电机方程(6)中极向磁场的源,即 αB 项.在前述的磁通量输运发电机模型中采用磁场为径向的外边界条件,同时在接近表面的区域引入湍流磁泵效应,使得磁通量输运发电机模型和表面磁通量输运发电机模型能得到一致的表面磁场演化结果,这自然保证了南北半球能够产生反对称的环向磁场,而不需要像他人的工作一样为了得到反对称的环向场结构而加入其他的 α 机制^[65].最终这一模型能很好地再现第15~21周的强度,并且再现了与观测的蝴蝶图一致的环向磁场纬度分布随时间的演化.其主要结果如图10所示.这一研究表明了太阳极向磁场的产生主要依赖BL机制,而不需要其他的机制. Cameron和Schüssler^[74]进一步证明了BL机制在太阳周中的作用,他们对平均场的磁感应方程应用Stokes定律,得到较差自转所产生的净环向磁通量由太阳表面的磁通量决定,也就是表面的磁场在发电机模型中扮演重要角色,由其产生的净环向磁通量和观测结果基本一致.

第24太阳周是近百年来最弱的太阳周,其之前的极小期,即2008~2009年间,每年有两百多天没有

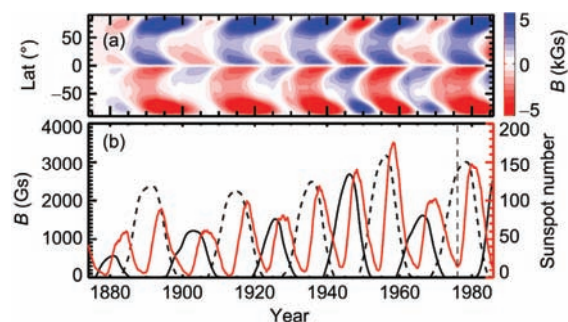


图10 (网络版彩色)吸收太阳表面黑子的观测信息到BL型磁通量输运发电机,所得到的对流层里环向磁场纬度分布随时间的演化(a)和环向磁场强度与观测的太阳周强度的对比(b)^[73]

Figure 10 (Color online) Toroidal field at the base of the convection zone from a BL-type flux transport dynamo with assimilation of sunspot group records. (a) The evolution as a function of latitude and time; (b) the comparison with the observed cycle strength^[73]

黑子, Jiang等人^[75]通过研究磁图的黑子倾斜角, 发现第23太阳周低纬度浮现的大黑子群的倾斜角统计上偏离Joy定律, 单独一个这样的黑子群所能贡献的净磁通和极区磁场最大时的总磁通量相当, 这些在第23太阳周浮现的异常极性的黑子群显著地减弱了极区磁场的强度. 在表面磁通量模型中引入黑子群实际的倾斜角大小, 结果很好地再现了观测的结果. 黑子群倾斜角大小的这种随机性能显著影响太阳周的强度^[76].

关于太阳周如何从太阳活动很弱的Maunder极小期恢复到正常活动周的问题, 目前主要的工作都要借助除BL机制外的极向场产生机制. 产生这一现象的主要原因之一是这些作者根据Hoyt和Schatten^[77]的群黑子数数据, 认为Maunder极小期间很大一部分的时间太阳黑子完全消失. 近年来的进一步分析表明群黑子数序列低估了Maunder极小期的黑子数^[78,79], 这一时间呈现较为规则的9年左右的太阳活动周. 我国科学家丁有济和张筑文^[80]以及徐振韬和蒋窈窕^[81]等, 通过对地方志史料的整理, 发现17世纪的21个目视黑子, 并且即便在Maunder极小期仍然能够发现大约11年周期的存在. Ribes和Nesme-Ribes^[82]给出Maunder极小期黑子浮现的纬度很接近赤道. 根据Jiang等人^[76]的结果, 低纬度浮现的大面积黑子能有效地建立全球的极向磁场, 也就是只要有少数接近赤道、大倾斜角的黑子群存在, BL机制能帮助太阳活动从Maunder极小期恢复到正常太阳周.

4 总结和展望

太阳大尺度磁场空间上的周期性演化是由于对流层里湍动等离子体与磁场相互作用的结果, 过去大约十年的时间里由于数值计算能力的提高, 全球磁流体动力学的数值模拟在认识太阳磁场方面取得了不少突破性进展, 但由于问题本身的复杂性, 目前理解太阳磁周期还相差较远. 简化的轴对称运动学发电机模型, 尤其是BL型磁通量输运发电机, 在不少方面再现了太阳周的观测特征, 是近年来理解太阳周的有力工具.

在运动学发电机中, 磁场的极向分量和环向分量在一定速度场的作用下相互维持, 使得磁场能持续的周期性变化. 其中的关键物理问题包括: (1) 什么机制使得由极向场产生环向场? (2) 由极向场产生

环向场的过程发生在什么位置? (3) 什么机制使得由环向场产生极向场? (4) 由环向场产生极向场的过程发生在什么位置? (5) 什么机制使得环向场浮现到表面产生具有一定倾斜角的黑子? (6) 什么机制使得黑子赤道向迁移? 由极向场产生环向场的机制争议最少, 一般都认为较差自转主导, 主要争议点是径向还是纬向的较差自转占主导. 由极向场产生环向场的位置有三种可能, 即对流层底部的旋切层(径向较差占主导)、对流层的主体(纬向较差占主导)以及对流层上边界的旋转层(径向较差占主导). 环向场产生极向场的机制有太阳表面活动区衰减导致的BL机制、对流层主体的平均场 α 效应和发生在旋切层的磁流体力学不稳定机制等. 用来解释黑子赤道向迁移的机制主要有赤道向传播的子午环流和赤道向传播的发电机波的波动解两种. 环向场浮现到表面产生具有一定倾斜角的黑子的机制争议较少, 一般都认为是由于磁浮力和科氏力的作用, 但通常发电机模型中并没有包括环向场的浮现, 而是简单认为环向场的分布和演化直接对应黑子的分布和演化, 环向磁流管的浮现过程通常独立于发电机模型单独研究.

以上不同的物理机制的组合产生了种类繁多的发电机模型, 其中的BL磁通量输运发电机认为极向磁场由太阳表面的Babcock-Leighton机制产生, 环向磁场由集中在旋切层的径向较差自转产生, 子午环流和湍流磁扩散连接空间上分离的极向和环向磁场, 赤道向的子午环流产生赤道向传播的黑子浮现纬度. 该模型不仅能很好地解释太阳磁场的周期性变化、黑子浮现的纬度、极区磁场的演化, 还能解释太阳活动周强度变化的不规则性, 甚至用于太阳周强度的物理预报. 但太阳内部的一些参数, 如子午流、湍流磁扩散等还面临一定的挑战. 对这些未知问题的理解依赖于太阳历史数据、日震学、不同类型恒星磁活动以及对太阳对流层磁流体力学数值模拟的研究和发展. 未来较长一段时间里理解太阳磁周期的变化还将主要依赖运动学模型, 它将会和对流层的磁流体力学的模拟并行发展, 互相促进. 耦合了环向磁流管浮现的三维Babcock-Leighton型运动学发电机可能是下一个具有里程碑意义的太阳发电机模型, 目前在此领域已经有了一些初步尝试^[83~85], 但要建立能与已有的观测和理论契合的三维Babcock-Leighton型发电机模型还要有一段时间的探索.

致谢 感谢上海交通大学魏星博士对本文提出的修改建议。文章中引用了相关作者的材料,在此一并表示衷心的感谢。

参考文献

- 1 Clark D H, Stephenson F R. An interpretation of the pre-telescopic sunspot records from the orient. *Quart J R Astron Soc*, 1978, 19: 387
- 2 Eddy J A. The maunder minimum. *Science*, 1976, 192: 1189–1202
- 3 Maunder E W. Note on the distribution of sun-spots in heliographic latitude, 1874–1902. *Mon Note R Astron Soc*, 2014, 64: 747–761
- 4 Hale G E. On the probable existence of a magnetic field in sun-spots. *Astrophys J*, 1908, 28: 315
- 5 Hale G E, Ellerman F, Nicholson S B, et al. The magnetic polarity of sun-spots. *Astrophys J*, 1919, 49: 153
- 6 Clette F, Cliver E W, Lefèvre L, et al. Revision of the sunspot number(s). *Space Weather*, 2015, 13: 1
- 7 Babcock H W. The solar magnetograph. *Astrophys J*, 1953, 118: 387
- 8 Lites B W, Kubo M, Socas-Navarro H, et al. The horizontal magnetic flux of the quiet-sun internetwork as observed with the hinode spectro-polarimeter. *Astrophys J*, 2008, 672: 1237–1253
- 9 Jin C L, Wang J X, Xie Z X. Solar intranetwork magnetic elements: Intrinsically weak or strong? *Solar Phys*, 2012, 280: 51–67
- 10 de Wijn A G, Stenflo J O, Solanki S K, et al. Small-scale solar magnetic fields. *Space Sci Rev*, 2009, 144: 275–315
- 11 Zhou G, Wang J, Jin C. Solar intranetwork magnetic elements: Flux distributions. *Solar Phys*, 2013, 283: 273–282
- 12 Vogler A, Schüssler M. A solar surface dynamo. *Astron Astrophys*, 2007, 46: L43–L46
- 13 Pesnell W D. Predictions of solar cycle 24. *Solar Phys*, 2008, 252: 209–220
- 14 Gray L J, Beer J, Geller M, et al. Solar influences on climate. *Rev Geophys*, 2010, 48: RG4001
- 15 Brandenburg A, Subramanian K. Astrophysical magnetic fields and nonlinear dynamo theory. *Phys Rep*, 2005, 417: 1–209
- 16 Ossendrijver M. The solar dynamo. *Astron Astrophys Rev*, 2003, 11: 287–367
- 17 Karak B B, Jiang J, Miesch M, et al. Flux transport dynamos: From kinematics to dynamics. *Space Sci Rev*, 2014, 186: 561–602
- 18 Charbonneau P. Solar dynamo theory. *Ann Rev Astron Astrophys*, 2014, 52: 251–290
- 19 Miesch M S, Brun A S, Toomre J. Solar differential rotation influenced by latitudinal entropy variations in the tachocline. *Astrophys J*, 2006, 641: 618–625
- 20 Schou J, Antia H M, Basu S, et al. Helioseismic studies of differential rotation in the solar envelope by the solar oscillations investigation using the Michelson Doppler imager. *Astrophys J*, 1998, 505: 390–417
- 21 Featherstone N A, Miesch M S. Meridional circulation in solar and stellar convection zones. *Astrophys J*, 2015, 804: 67
- 22 Howe R. Solar interior rotation and its variation. *Living Rev Solar Phys*, 2009, 6: 1
- 23 Hathaway D H, Rightmire L. Variations in the Sun's Meridional flow over a solar cycle. *Science*, 2010, 327: 1350
- 24 Gilman P A. Dynamically consistent nonlinear dynamos driven by convection in a rotating spherical shell. II-Dynamos with cycles and strong feedbacks. *Astrophys J Suppl Ser*, 1983, 3: 243–268
- 25 Glatzmaier G A. Numerical simulations of stellar convective dynamos. I-The model and method. *J Comput Phys*, 1984, 55: 461–484
- 26 Brun A S, Miesch M S, Toomre J. Global-scale turbulent convection and magnetic dynamo action in the solar envelope. *Astrophys J*, 2004, 614: 1073–1098
- 27 Browning M K, Miesch M S, Brun A, et al. Dynamo action in the solar convection zone and tachocline: Pumping and organization of toroidal fields. *Astrophys J*, 2006, 648: L157–L160
- 28 Racine E, Charbonneau P, Ghizaru M, et al. On the mode of dynamo action in a global large-eddy simulation of solar convection. *Astrophys J*, 2011, 735: 46
- 29 Brown B P, Miesch M S, Browning M K, et al. Magnetic cycles in a convective dynamo simulation of a young solar-type star. *Astrophys J*, 2011, 731: 69
- 30 Kapyla P J, Mantere M J, Cole E, et al. Effects of enhanced stratification on equatorward dynamo wave propagation. *Astrophys J*, 2013, 778: 41
- 31 Fan Y, Fang F. A simulation of convective dynamo in the solar convective envelope: Maintenance of the solar-like differential rotation and emerging flux. *Astrophys J*, 2014, 789: 35
- 32 Steenbeck M, Krause F, Radler K H. Berechnung der mittleren Lorentz-Feldstärke. *Zeitschrift Naturforschung Teil A*, 1966, 21: 369
- 33 Steenbeck M, Krause F. On the dynamo theory of stellar and planetary magnetic fields. I. AC dynamos of solar type. *Astron Nachricht*, 1969, 291: 49–84

-
- 34 Parker E N. Hydromagnetic dynamo models. *Astrophys J*, 1955, 122: 293
- 35 Babcock H W. The topology of the Sun's magnetic field and the 22-YEAR cycle. *Astrophys J*, 1961, 133: 572
- 36 Leighton R B. A magneto-kinematic model of the solar cycle. *Astrophys J*, 1969, 156: 1
- 37 Yoshimura H. Solar-cycle dynamo wave propagation. *Astrophys J*, 1975, 201: 740–748
- 38 Choudhuri A R, Gilman P A. The influence of the Coriolis force on flux tubes rising through the solar convection zone. *Astrophys J*, 1987, 316: 788–800
- 39 D'Silva S, Choudhuri A R. A theoretical model for tilts of bipolar magnetic regions. *Astron Astrophys*, 1993, 272: 621
- 40 Caligari P, Moreno-Insertis F, Schussler M. Emerging flux tubes in the solar convection zone. 1: Asymmetry, tilt, and emergence latitude. *Astrophys J*, 1995, 441: 886–902
- 41 Chatterjee P, Nandy D, Choudhuri A R. Full-sphere simulations of a circulation-dominated solar dynamo: Exploring the parity issue. *Astron Astrophys*, 2004, 427: 1019–1030
- 42 Yeates A R, Nandy D, Mackay D H. Exploring the physical basis of solar cycle predictions: Flux transport dynamics and persistence of memory in advection-versus diffusion-dominated solar convection zones. *Astrophys J*, 2008, 673: 544–556
- 43 Karak B B. Importance of meridional circulation in flux transport dynamo: The possibility of a maunder-like grand minimum. *Astrophys J*, 2010, 724: 1021–1029
- 44 Karak B B, Choudhuri A R. The Waldmeier effect and the flux transport solar dynamo. *Mon Not R Astron Soc*, 2011, 410: 1503–1512
- 45 Choudhuri A R, Karak B B. Origin of grand minima in sunspot cycles. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 171103
- 46 Karak B B, Choudhuri A R. Studies of grand minima in sunspot cycles by using a flux transport solar dynamo model. *Res Astron Astrophys*, 2013, 13: 1339–1357
- 47 Dikpati M, de Toma G, Gilman P A. Predicting the strength of solar cycle 24 using a flux-transport dynamo-based tool. *Geophys Res Lett*, 2006, 33: L05102
- 48 Dikpati M, Gilman P A. Simulating and predicting solar cycles using a flux-transport dynamo. *Astrophys J*, 2006, 649: 498–514
- 49 Choudhuri A R, Chatterjee P, Jiang J. Predicting solar cycle 24 with a solar dynamo model. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 131103
- 50 Jiang J, Chatterjee P, Choudhuri A R. Solar activity forecast with a dynamo model. *Mon Not R Astron Soc*, 2007, 381: 1527–1542
- 51 Zhao J, Bogart R S, Kosovichev A G, et al. Detection of equatorward meridional flow and evidence of double-cell meridional circulation inside the Sun. *Astrophys J Lett*, 2013, 774: L29
- 52 Hathaway D H. Supergranules as probes of the Sun's Meridional circulation. *Astrophys J*, 2012, 760: 84
- 53 Rajaguru S P, Antia H M. Meridional circulation in the solar convection zone: Time-distance helioseismic inferences from four years of HMI/SDO observations. *Astrophys J*, 2015, 813: 114
- 54 Guerrero G, Smolarkiewicz P K, Kosovichev A G, et al. Differential rotation in solar-like stars from global simulations. *Astrophys J*, 2013, 779: 176
- 55 Hazra G, Karak B B, Choudhuri A R. Is a deep one-cell meridional circulation essential for the flux transport solar dynamo? *Astrophys J*, 2014, 782: 93
- 56 Nelson N J, Brown B P, Brun A S. Magnetic wreaths and cycles in convective dynamos. *Astrophys J*, 2013, 762: 73
- 57 Nelson N J, Brown B P, Sacha B A, et al. Buoyant magnetic loops generated by global convective dynamo action. *Solar Phys*, 2014, 289: 441–458
- 58 Wang Y M, Sheeley N R Jr. Average properties of bipolar magnetic regions during sunspot cycle 21. *Solar Phys*, 1989, 124: 81–100
- 59 Li J, Ulrich R K. Long-term measurements of sunspot magnetic tilt angles. *Astrophys J*, 2012, 758: 115
- 60 Christensen-Dalsgaard J, Dappen W, Ajukov S V, et al. The current state of solar modeling. *Science*, 1996, 272: 1286–1292
- 61 Hanasoge S M, Duvall T L Jr, DeRosa M L. Seismic constraints on interior solar convection. *Astrophys J Lett*, 2010, 712: L98–L102
- 62 Hanasoge S M, Duvall T L, Sreenivasan K R. Anomalously weak solar convection. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2012, 109: 11928–11932
- 63 Miesch M S, Featherstone N A, Rempel M, et al. On the amplitude of convective velocities in the deep solar interior. *Astrophys J*, 2012, 757: 128
- 64 Munoz-Jaramillo A, Nandy D, Martens P C H. Magnetic quenching of turbulent diffusivity: Reconciling mixing-length theory estimates with kinematic dynamo models of the solar cycle. *Astrophys J*, 2011, 727: L23
- 65 Dikpati M, Gilman P A. Flux-transport dynamos with α -effect from global instability of tachocline differential rotation: A solution for magnetic parity selection in the Sun. *Astrophys J*, 2001, 559: 428–442
- 66 Hazra S, Passos D, Nandy D. A stochastically forced time delay solar dynamo model: Self-consistent recovery from a maunder-like grand minimum necessitates a mean-field alpha effect. *Astrophys J*, 2014, 789: 5
- 67 Passos D, Nandy D, Hazra S, et al. A solar dynamo model driven by mean-field alpha and Babcock-Leighton sources: Fluctuations, grand-minima-maxima, and hemispheric asymmetry in sunspot cycles. *Astron Astrophys*, 2014, 563: A18

- 68 Jiang J, Hathaway D H, Cameron R H, et al. Magnetic flux transport at the solar surface. *Space Sci Rev*, 2014, 186: 491–523
- 69 Solanki S K, Wenzler T, Schmitt D. Moments of the latitudinal dependence of the sunspot cycle: A new diagnostic of dynamo models. *Astron Astrophys*, 2008, 483: 623–632
- 70 Jiang J, Cameron R H, Schmitt D, et al. The solar magnetic field since 1700. I. Characteristics of sunspot group emergence and reconstruction of the butterfly diagram. *Astron Astrophys*, 2011, 528: A82
- 71 Dasi-Espuig M, Solanki S K, Krivova N A, et al. Sunspot group tilt angles and the strength of the solar cycle. *Astron Astrophys*, 2010, 518: A7
- 72 Cameron R H, Schmitt D, Jiang J, et al. Surface flux evolution constraints for flux transport dynamos. *Astron Astrophys*, 2012, 542: A127
- 73 Jiang J, Cameron R H, Schmitt D, et al. Modeling solar cycles 15 to 21 using a flux transport dynamo. *Astron Astrophys*, 2013, 553: A128
- 74 Cameron R, Schüssler M. The crucial role of surface magnetic fields for the solar dynamo. *Science*, 2015, 347: 1333–1335
- 75 Jiang J, Cameron R H, Schüssler M. The cause of the weak solar cycle 24. *Astrophys J Lett*, 2015, 808: L28
- 76 Jiang J, Cameron R H, Schüssler M. Effects of the scatter in sunspot group tilt angles on the large-scale magnetic field at the solar surface. *Astrophys J*, 2014, 791: 5
- 77 Hoyt D V, Schatten K H. Group sunspot numbers: A new solar activity reconstruction. *Solar Phys*, 1998, 181: 491–512
- 78 Clette F, Svalgaard L, Vaquero J M, et al. Revisiting the sunspot number. A 400-year perspective on the solar cycle. *Space Sci Rev*, 2014, 186: 35–103
- 79 Vaquero J M, Kovaltsov G A, Usoskin I G, et al. Level and length of cyclic solar activity during the Maunder minimum as deduced from the active-day statistics. *Astron Astrophys*, 2015, 577: A71
- 80 Ding Y J, Zhang Z W. On the continuous 11-year cycle period of the solar activity (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 1978, 23: 107–111 [丁有济, 张筑文. 关于太阳活动 11 年周期的连续性问题. *科学通报*, 1978, 23: 107–111]
- 81 Xu Z, Jiang Y. The solar activity in the seventeenth century re-assessed in the light of sunspot records in the local gazettes of China. *Chin Astron Astrophys*, 1982, 6: 84–90
- 82 Ribes J C, Nesme-Ribes E. The solar sunspot cycle in the Maunder minimum AD1645 to AD1715. *Astron Astrophys*, 1993, 276: 549
- 83 Yeates A R, Munoz-Jaramillo A. Kinematic active region formation in a three-dimensional solar dynamo model. *Mon Not R Astron Soc*, 2013, 436: 3366–3379
- 84 Miesch M S, Dikpati M. A three-dimensional babcock-leighton solar dynamo model. *Astrophys J Lett*, 2014, 785: L8
- 85 Lemerle A, Charbonneau P, Carignan-Dugas A. A coupled 2×2D babcock-leighton solar dynamo model. I. Surface magnetic flux evolution. *Astrophys J*, 2015, 810: 78

What drives the solar magnetic cycle?

JIANG Jie¹, WANG JingXiu¹, ZHANG JingHua² & BI ShaoLan²

¹Key Laboratory of Solar Activity, National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China;

²Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China

Solar magnetic activities show an about 11-year cycle period with the variations of the amplitudes. The increasing technological advancement induces the stronger influence of the solar magnetic cycle on humans. The magnetic cycle is believed to be caused by a magnetohydrodynamic (MHD) dynamo process in the solar interior, where the flows and the magnetic fields interact in the strongly turbulent convective zone. The intrinsic features of the solar interior, e.g., the stratification, the turbulence and the nonlinearities, make the global MHD simulations of solar convection with the realistic parameters of the Sun extremely hard. The past substantial progress in understanding the solar magnetic cycle benefitted from the simplified models, e.g., the axisymmetric kinematic ones. The mean field electrodynamics and the helioseismology laid the foundation of the progress. Under the effects of the large-scale flows, the poloidal and the toroidal components of the magnetic field sustain each other, which persists the cycle variations of the solar magnetic field. The key ingredients in the dynamo process include the mechanism and the location of the toroidal field generation, the mechanism and the location of the poloidal field generation, the rising of toroidal field to form the sunspots with tilts and the mechanism for the equatorward migration of the sunspots. So far, only the generation of the toroidal field by differential rotations is less controversial. The current dynamo models usually do not include the toroidal flux tube emergence, which was investigated as a separated topic. As the workhorse to understand the solar cycle during the past decade, the Babcock-Leighton (BL) type flux transport dynamos is a popular paradigm for explaining the cyclic nature of solar magnetic activity. They were even used to predict future solar cycles by assimilating observed surface flows and fields into the models. Recently the flux transport dynamos faces some challenges, such as the depth variation of the equatorward flow, the strong turbulent diffusivity, and so on. But the BL mechanism which is due to the decay of the tilt sunspot groups on the solar surface to regenerate the poloidal field, is most probably at the heart of the solar cycle. The further understanding of the solar magnetic cycle will benefit from the constraints of the solar historical data, the helioseismology, the different magnetic cycles of different types of stars, and the global MHD numerical simulations. These fields will be developed in parallel with the kinematic dynamo and fertilize each other. The three dimensional Babcock-Leighton type dynamo models coupled with the toroidal flux tube emergence is expected to be the workhorse of the next generation of solar dynamo.

solar magnetic cycle, solar dynamo, magnetohydrodynamics, rotation, turbulence

doi: 10.1360/N972016-00555



姜杰

博士, 中国科学院国家天文台研究员, 中国科学院太阳活动重点实验室副主任, 2008~2010 年德国马普太阳系研究所博士后, 2015~2017 年中国科学院大学岗位教授, 2015 年度国家自然科学基金优秀青年基金获得者. 主要从事太阳活动周的起源、预报及其对日地空间影响的研究.