0254-6124/2011/31(5)-573–14 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

Wu Jianqing, Yang Zhiliang. Research in solar dynamo theories. *Chin. J. Space Sci.*, 2011, **31**(5): 573-586

太阳发电机理论研究 *

吴建清 杨志良

(北京师范大学天文系 北京 100875)

摘 要 太阳活动主要是由磁场产生的, 因此, 对太阳磁场性质和起源的研究具有重要意义. 太阳发电机理论主要研究的是太阳上观测到的与太阳活动相关的磁场起源、磁场特征、各种活动现象之间的相关性及其变化规律. 其是太阳物理学中有待解决的最基本、最重要的问题. 根据太阳黑子及太阳周期的相关观测, 介绍了构成发电机的基本要素, 具体描述了各种典型发电机模型, 并对其分别进行评述, 进而探讨了目前存在的问题及发展方向.

关键词 太阳发电机, 太阳黑子, 太阳活动, 磁场

中图法分类号 P 353

Research in Solar Dynamo Theories

WU Jianqing YANG Zhiliang

(*Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing* 100875)

Abstract Various activities of the Sun, such as flare, coronal mass ejections, solar wind, which will affect the normal work of satellites, radio communication and electric power system. Therefore, researching the activities of the Sun has great significance for human. Moreover, these activities are dominated by the magnetic field. The purpose of study the solar dynamo theories is not only to unpuzzle the correlation and variation among various activities, but also to explain the origin and character of the magnetic fields on the Sun. The paper briefly reviews the relevant observational data pertaining to sunspots and solar cycle first and researches evolution if the solar dynamo theories. Then the three basic elements of the dynamo, the differential rotation, meridional circulation and magnetic diffusivity, with the fundamental equations of magnetic field generation are introduced. Magnetic induced equation is the first basic equation for dynamo theories and the first item of induced equation is from Ohm Law. Moreover, mean field dynamos which contain Babcock-Leighton dynamo, interface dynamo and flux transport dynamo, non-axisymmetric dynamo, MHD simulation and small scale dynamo are described. The advantages and shortcomings of them are presented respectively. Finally, the existing problems and possible development in the future for solar dynamo theories are suggested.

Key words Solar dynamo, Solar spots, Solar activation, Magnetism

---

* 国家自然科学基金项目资助 (10778614)

2010-05-10 收到原稿, 2011-03-21 收到修定稿

E-mail: zlyang@bnu.edu.cn, wujianqing2@163.com

1 引言

太阳活动[1], 如耀斑、日冕物质抛射、太阳风、磁暴和平流层升温等, 会影响人造卫星、无线电通信、电力系统、大气环境等. 它主要是由磁场产生的, 因此对太阳磁场性质和起源的研究具有极其重要的意义. 太阳发电机理论就是要解释太阳上观测到的与太阳活动相关的磁场起源、磁场特征、各种活动现象之间的相关性及其变化规律. 其是太阳物理学中有待解决的最基本、最重要的问题. 这一研究不仅可以引导宇宙中其他天体磁场的研究, 而且对空间技术的发展具有重要的意义.

Larmor 在 1919 年提出流体运动的感应现象有可能解释磁场产生的问题[2], 他提出解释磁场产生的方法与 Hale 极性定律吻合很好, 其主要思想是渗透到太阳内部关于太阳轴反对称并且关于赤道对称的较差自转会剪切极向场, 从而产生关于赤道反对称的环向场. 但是, 1934 年, Cowling 证明了即使是最普通的轴对称磁场也不能在抵抗欧姆耗散后还能靠自己维持一个轴对称场[3], 这就是著名的 Cowling 反发电机理论.

Parker 在 1955 年提出小尺度的螺旋状运动[4]. 这种运动是由旋转物体的对流引起的, 它能扭转部分环向场使太阳对流层的湍流上升并在子午平面形成小的磁流环, 许多这样非轴对称小尺度磁流环的净效应能够产生一个大尺度的子午场. 此时, 完成了发电机的循环, 而且也规避了 Cowling 反发电机理论的限制. 十几年后, Steenbeck 等用数学公式将这个思想具体表达为平均场发电机模型[5]. 平均场发电机模型更加公式化地描述了小尺度磁场与速度扰动相结合产生大尺度极向磁场的过程, 这个作用机制就叫做 α 效应. 随后, 平均场发电机模型很快就成为太阳发电机模型的理论选择.

许多早期的理论模型, 其发电机模型作用在整个对流区并且能够重现太阳大尺度磁场几个重要的定性性质[6]. 但是, 这类发电机模型存在一些明显的问题. ①由于浮力的影响, 有足够强度产生太阳黑子的磁场不能在太阳对流区储存足够长的时间来获得足够的放大; ②在一个厚的自转球壳层里数值模拟湍流驱动对流的磁场迁移模型与观测到的完全不同; ③由日震技术首先测出的太阳内部较差自转, 与在平均场发电机模型里产生的太阳发电机解所要求的较差自转有显著不同 (这可能是最重要的因素); ④在平均场发电机模型里假定的 α 效应和磁扩散率与理论计算和数值模拟得出的结果不吻合.

Babcock 在 1961 年提出 Babcock-Leighton (BL) 模型[7]. 在 20 世纪 80 年代后期, 随着日震学的发展, 这一模型得到改善. Choudhuri 等在 BL 模型中引入了子午环流[8]. 子午环流首先带着表面磁流向极区运动, 然后, 这些磁流被带到对流层下的强剪切层, 在径向剪切层作用下产生环向磁场, 这就是 BL 通量输运发电机模型. Dikpati 和 Charbonneau 对该模型做了详细的研究[9].

湍流运动也会把磁场从对流区推出去, 这将抑制仅作用在这个区域任何发电机模型的运转. 但由于对流的运动, 磁流会聚集在对流区下对流稳定的薄层里, 这个区域的磁流是稳定的, 发电机就有可能位于对流区底部. 在磁流达到不稳定之前, 磁流储存在这里并被放大, 同时也避免了 α 淬灭问题的产生.

随着日震学反演出太阳里面新的较差自转轮廓, 以及围绕着关于在对流区底部出现强磁场的一些问题的研究, 太阳发电机可能存在于对流区底部的观点被进一步证明. Parker 提出了界面发电机模型[10]. 在这个模型里, 两个发电机效应在空间上被分开. α 效应位于湍流对流层, 而 Ω 效应位于对流层下面的剪切层里. 这种发电机模型成功的关键在于这两个区域是通过通量的扩散传输来交流的. 因为湍动提高了扩散效率, 所以, 剪切层区域的扩散系数要远远小于对流区域的扩散系数. Parker 的这个模型在剪切层可以模拟强环向磁场. 这个区域与 α 效应发生的地方也是分开的, 从而解决了 α 淬灭效应.

以上讨论的太阳发电机模型都是轴对称的, 但是, 观测表明太阳活动是非轴对称的. 例如, 在超过一个太阳周期的时间里, 磁场活动在某些经度上重复出现. Stix 是早期提出非轴对称发电机模型的代表[11].

大尺度的太阳磁场活动最有可能是由磁流体发电机模型 (MHD) 产生的. MHD 发电机模型的思想是基于导电流体切割磁力线产生电流, 这个电流又会产生磁场, 这一过程连续抵抗着由于流体阻力而引起的磁场能量耗散. 如果感应过程比耗散过程更强, 那么 MHD 发电机模型就能持续运转. 因为在 MHD 发电机模型里, 复杂的物理过程能够由一组微分方程来描述, 所以就可能通过 MHD 发电机模型来研究太阳大尺度磁场活动的性质. 这个方法已经成功运用于地

球发电机模型的模拟研究中. 虽然太阳的大尺度范围和极端参数区域意味着模拟整个太阳磁场将是一个很长的过程, 但是, 随着计算机技术的发展, MHD 发电机模型的研究将会不断深入.

2 相关观测

太阳黑子是太阳活动最显著的特征之一, 常常以暗区域形式在太阳表面出现 (见图 1), 但里面的磁场比外面区域的要强. 对黑子的观测可以为太阳发电机理论提供约束. 1851 年, Schwabe 发现太阳表面的黑子可能存在 10 年左右的周期, 后来的观测数据进一步表明太阳黑子平均周期为 11 年. 太阳上除了这一公认的 11 年周期外, 还存在诸如 154 天、1050 天等短周期. 在长周期中, 太阳活动也不是均匀、规律变化的, 而是出现了一系列极大和极小期, 例如 1460–1550 年间的 Spörer 极小期、1645–1715 年间的 Maunder 极小期和 1110–1260 年间的中世纪极大期.

Spörer 在 1858 年发现黑子出现的纬度与太阳周期的相位有关, 在新的太阳周开始时两半球黑子群大部分分布在纬度 ±30° 附近, 然后慢慢地向赤道方向迁移, 在太阳周极大年时, 它们大约分布在纬度 ±15°, 而在太阳周末时, 平均分布在纬度 ±8°. 后来, 人们将黑子出现在太阳表面纬度随时间变化的规

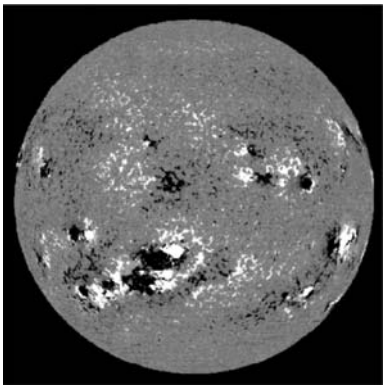

图 1 全日面视向磁图 (白色区域为正磁极, 黑色区域为负磁极, 灰色的区域代表该处磁场比较弱)

Fig. 1 Magnetogram image of the full solar disk (Regions with positive and negative magnetic polarities are shown in white and black respectively, with grey indicating regions where the magnetic field is weak)

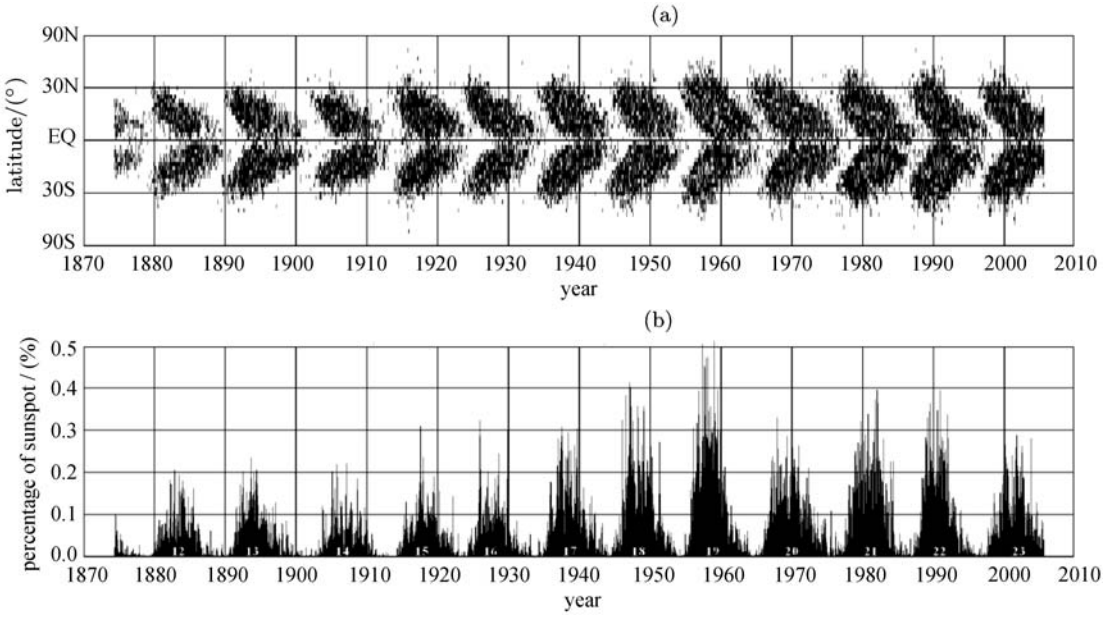

图 2 太阳周期活动中黑子出现纬度随时间的变化情况 (a) 及占日面的比例 (b)

Fig. 2 Cyclic activity on the Sun (Butterfly diagram in the panel (a) shows the corresponding incidence of sunspots as a function of latitude and time. The panel (b) shows the daily sunspot area, as a percentage of the visible hemisphere that is covered by sunspots and averaged over individual solar rotations, which varies quasi periodically with an 11-year period)

律称为 Spörer 定律. 图 2 所示为 Maunder 在 1913 年第一次展示的太阳周期活动现象.

Hale 等发现在同一个太阳周期内 [13], 北半球黑子对的先导黑子与北磁极有相同的极性, 同时与南半球的后随黑子也有相同的极性; 而在南半球, 先导黑子与南磁极的极性相同, 同时与北半球的后随黑子极性也相同, 这就是著名的 Hale 极性定律. 在大约 11 年后, 太阳黑子磁场反转, 所以在每个半球都可以观测到极性反转的现象. 太阳黑子磁场是整个太阳大尺度磁场的一部分. 另外, 极区磁场也是大约每 11 年磁场极性反转一次, 并且在太阳黑子极大时反转. 所以, 太阳磁场的周期大约为 22 年.

Hale 等通过对 2633 个黑子群的研究发现 [14], 黑子对的前导黑子相对后随黑子离赤道更近, 两极的连线与赤道方向的夹角平均为 ±5.6°, 夹角的变化范围为 ±3°~±11°. 黑子对之间的连线近似在东西方向, 前导部分向赤道倾斜, 倾斜角随纬度的增加而增加的现象称为 Joy 定律.

经过 4 个世纪对太阳黑子的观测, 人们可以根据 22 年的太阳磁场周期描绘出随时间变化的太阳黑子图. 图 3 显示了在过去四个世纪太阳黑子数的变化幅度. 可以明显看出, 在 17 世纪几乎没有太阳黑子, 只有非常少的表面活动, 这个时期就是著名的蒙德极小期. 虽然场强的波动小于产生活动区所要求的振幅, 从太阳表面上来看太阳好像是静止的, 但事实上, 在这个时期仍然有周期的发电机活动. 证据来自对地球上 ^{10}Be 和 ^{14}C 丰度的分析. ^{10}Be 和 ^{14}C 是由宇宙射线在地球大气中与太阳风相互作用而产生的同位素, 其丰度与太阳磁场的活动成反比, 通过对它们的分析可以得到历史上太阳磁场活动的周期.

Carrington 在 1869 年提出太阳表面黑子的分布在经度上不是随机分布的, 在某些经度上, 太阳活动比较强烈. Svestka 和 Simon 在 1969 年对 1964–1967 年间的活动区进行了分析, 结果表明它们基本分布在以经度 ±235° 为中心的大约 ±150° 的范围内, 并首次提出了 “活动经度” 的概念. Bai 于 1987 年通过分析 1980–1985 年硬 X 射线耀斑的数据, 发现南北半球分别有两个经度带频繁出现耀斑, 进一步的研究还发现, 日冕、太阳风和行星际磁场等的经度分布也呈现明显的不对称性. 这些现象都说明太阳活动呈现明显的经度分布不均匀性, 也就是说太阳磁场存在非轴对称性.

20 世纪 70 年代后期的观测表明, 活动区之外的太阳大气中, 磁场也不为零, 仍然有弱磁场分布, 例如网络场. 这些网络场一般与超米粒边界和色球网络相对应, 是太阳小尺度磁场中的主要成分. 磁场强度在 0.002~0.02 T 时, 网络内的磁场也不为零, 而是存在许多离散的小磁岛, 称为网络内场. 太阳表面的网络内场是迄今观测到的最小尺度的太阳磁场结构. 太阳网络场和网络内场的起源和演化问题尚未探明, 不过有观测表明, 网络场主要是由活动区的衰减, 通过超米粒中的水平运动将这些衰减场带到超米粒边界附近所形成的.

在过去的十几年里, SOHO 和 GONG 的日震学观测提供了太阳较差自转的详细资料, 进而发现了分别位于对流区顶部和底部的剪切层 [15], 这两个区域被认为是发电机形成的重要区域. 随着日震学技术的快速发展, 研究获得了表面子午流、带状流、太阳

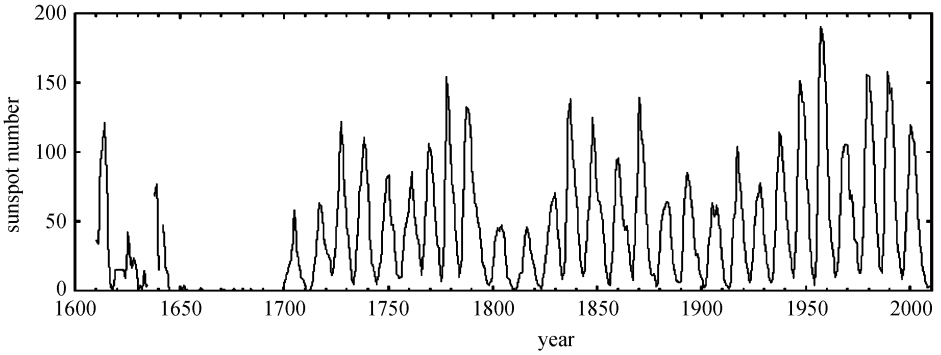

图 3 从 1610 年到 2009 年之间每年的太阳黑子数 [12]

Fig. 3 Annual values of the sunspot number from the first telescopic observations during 1610−2009[12]

黑子和活动区形成等的初步结果. 在地面上对太阳表面磁场和等离子体流的综合观测对理解太阳发电机的周期行为十分重要. 当磁场具有明显混沌行为时, 从 Mount Wilson, Wilcox 和 NSO 对最近三个太阳周观测得到的详细综合数据中, 可以描绘出一个磁流出现、传输和极性反转有良好组织过程的结果. 这些综合观测为研究发电机机制起到重要作用.

Hinode 和 SST 的高分辨率观测数据提供了等离子体和磁场之间相互作用的重要细节, 并且显示了小尺度磁场结构. 在太阳赤道和黄道高度倾斜时, Hinode 对太阳极区的观测表明, 极区磁场是由量级为零点几特斯拉的小磁场结构构成的.

太阳动力学观测站 SDO 已于 2010 年 2 月 11 日发射. SDO 通过多波段的空间和时间上小尺度的太阳大气研究太阳对地球和近地空间的影响. 其是近年来继 TRACE, Hinode 和 Stereo 后又一个重要的太阳空间望远镜. 将首次实现对太阳内部、太阳表面磁场和日冕结构的连续观测, 具有足够的分辨率来研究磁流的出现, 黑子和活动区的形成与衰减以及日冕活动等现象, 更重要的是其成为局部磁场结构和大尺度发电机过程之间连接的纽带, 并且每天提供 2 TB 的数据, 为深入研究提供了条件.

最近的观测为认识发电机过程提供了重要依据. 通过日震学技术可以开展内部动力学、太阳表面和日冕现象等的研究, 例如活动区的出现和演化、磁场的通量传输、极区场的反转、磁场通量的扩散和逃逸等之间的关系. 另外, 磁场产生和演化相关的较差自转、带状流和子午环流的变化等也直接影响具有动力学现象的发电机模型的建立.

3 典型发电机模型

3.1 发电机基本要素

太阳表面和内部不同纬度处具有不同自转角速度的现象称为纬向较差自转; 同样, 太阳自转随深度变化的现象称为径向较差自转. 二者可统称为太阳较差自转. 太阳较差自转可以通过黑子、日珥、暗条和谱斑等在日面上的移动或太阳东西边缘光谱线的多普勒效应来证实.

在太阳内部存在两个剪切层, 第一个剪切层在过渡层里, 位于对流区和辐射区之间, 即存在于对流层的底部, 有非常陡的速度梯度. 日震学研究表明, 在赤道附近剪切层位于 $(0.693 \pm 0.003)\,R_{\rm s}$[16], 这个层在对流区 $(0.713 \pm 0.003)\,R_{\rm s}$ 的下面; 在高纬度区, 剪切层上移, 在纬度为 60° 时, 达到 $(0.717 \pm 0.003)\,R_{\rm s}$, 所以剪切层是扁长的. 这个剪切层在大于 35° 纬度的区域随着深度的增加速度也在增加, 即$\partial\Omega/\partial r < 0$; 在小于 35° 纬度的区域随着深度的增加而减小, 即 $\partial\Omega/\partial r > 0$; 在 35° 纬度的地方, 旋转速度几乎不随径向变化. 另外一个剪切层位于接近太阳表面的地方, 随深度的增加旋转速度也增加, 即 $\partial\Omega/\partial r < 0$; 在 $0.95\,R_{\rm s}$ 附近达到速度最大, 这个剪切层的角速度变化大概是平均角速度的 3%; 在高纬度处, 它的角速度变化还不太清楚.

在建立发电机模型时, 需要利用太阳内部流体的速度场公式, 即

$$\Omega(r,\theta) = \Omega_{\rm c} + \frac{1}{2}\Big[1 + {\rm erf}\Big(2\frac{r - r_{\rm c}}{d_1}\Big)\Big] [\Omega_{\rm s}(\theta) - \Omega_{\rm c}]. \tag{1}$$

其中, $\Omega_{\rm s}(\theta) = \Omega_{\rm eq} + a_2\cos^2\theta + a_4\cos^4\theta$ 为太阳表面纬向较差自转量, ${\rm erf}(x)$ 为误差函数, 其他参数值设置为

$$\begin{aligned} &\Omega_{\rm c}/2\pi = 432.8\,{\rm nHz},\\ &\Omega_{\rm eq}/2\pi = 460.7\,{\rm nHz},\\ &a_2 = -62.69\,{\rm nHz},\\ &a_4 = -67.13\,{\rm nHz},\\ &d_1 = 0.05\,R_{\rm s},\\ &r_{\rm c} = 0.7\,R_{\rm s}. \end{aligned}$$

上述参数与 Charbonneau 得出的日震学解拟合很好 [17].

太阳的子午流较差自转要弱很多, 相对较难探测. 虽然可以通过全球日震学的方法来探测, 但全球声波振动对子午环流的影响很小, 而且很难将其从自转和磁场效应的影响中分离出来. 所以, 现在一般用表面测量和局部日震学的方法来测量子午流. 局部日震学为表面测量提供了一种方法, 其具有进一步探测位于光球层下子午流的能力.

对流层的磁扩散率是由湍流支配的, 而在太阳核心没有湍流, 所以扩散率非常低, 在过渡区扩散率从低到高变化. 可以采用下式模拟扩散轮廓:

$$\eta(r) = \eta_{\rm c} + \frac{\eta_{\rm T}}{2}\Big[1 + {\rm erf}\Big(2\frac{r - r_{\rm c}}{d_1}\Big)\Big]. \tag{2}$$

其中, $\eta_{\rm c}$ 为 $0.6\,R_{\rm s}$ 处的扩散率, $\eta_{\rm T}$ 为对流层中的扩散率. 磁扩散率和对流层较差自转的产生是由于等离子体湍流引起的. 在太阳发电机模型中通常会对这些量的函数进行简化, 但这种简化也会带来一些不确定因素.

在太阳和恒星内部, 支配磁场产生的基本方程为

$$\rho\Big[\frac{\partial \boldsymbol{V}}{\partial t}+(\boldsymbol{V}\cdot\nabla\boldsymbol{V})+2\boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{V}\Big]= -\boldsymbol{\nabla}p+\frac{1}{\mu_0}(\boldsymbol{\nabla}\times\boldsymbol{B})\times\boldsymbol{B}+ \mu\Big[\boldsymbol{\nabla}^2V+\frac{1}{3}\boldsymbol{\nabla}(\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{V})\Big]+\boldsymbol{F}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}=\boldsymbol{\nabla}\times(\boldsymbol{V}\times\boldsymbol{B})+\eta\boldsymbol{\nabla}^2\boldsymbol{B}, \tag{4}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\boldsymbol{\nabla}\cdot(\rho\boldsymbol{V})=0, \tag{5}$$

$$\boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{B}=0. \tag{6}$$

其中, ρ 为等离子体密度, $\boldsymbol{V}$ 为速度, $\boldsymbol{B}$ 为磁场, μ_0 为磁导率, $\boldsymbol{\Omega}$ 为旋转矢量, $\boldsymbol{F}$ 为作用在流体上的力, μ 为粘滞系数, η 为磁扩散率. 一般来讲, 在恒星的内部, 驱动是来自引起热驱动对流层的浮力. 因此, 对一个自洽的解, 上述动量方程和感应方程必须耦合成能量状态方程 (等离子体一般采用理想气体状态方程 $p=\rho RT$, 这里 T 为温度, R 为气体常量).

3.2 平均场发电机模型

目前很多研究用发电机理论来解释太阳的活动规律和磁场的起源. 在发电机理论中, 磁场是由太阳上高度电离的等离子体运动引起的. 速度为 $\boldsymbol{V}$ 的导电流体切割磁场 $\boldsymbol{B}$ 产生的感应电场为 $\boldsymbol{V}\times\boldsymbol{B}$, 由欧姆定律 $\boldsymbol{j}=\sigma(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{V}\times\boldsymbol{B})$ 可知将产生电流, 安培定律 $\boldsymbol{\nabla}\times\boldsymbol{B}=\mu_0\boldsymbol{j}$ 表明这一电流会产生磁场, 由法拉第定律 $\boldsymbol{\nabla}\times\boldsymbol{E}=-\partial\boldsymbol{B}/\partial t$ 可知, 磁场又产生电场, 磁场和电流相互作用产生的洛伦兹力 $\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B}$ 又反抗着激发运动的力. 上述过程的相互作用能够自我维持振荡磁场. 借助 Maxwell 方程组, 即可得到描述导电流体和磁场变化的感应方程式 (4).

大多数太阳发电机的模型依赖于平均场理论 [18]. 其主要思想是将磁场 $\boldsymbol{B}$ 和速度场 $\boldsymbol{V}$ 分解成平均和扰动两部分, 并且定义一个合适的平均过程

$$\boldsymbol{B}=\langle\boldsymbol{B}\rangle+\boldsymbol{b},\quad \boldsymbol{V}=\langle\boldsymbol{V}\rangle+\boldsymbol{v}. \tag{7}$$

其中, $\langle\boldsymbol{B}\rangle$ 和 $\langle\boldsymbol{V}\rangle$ 表示平均量, $\boldsymbol{b}$ 和 $\boldsymbol{v}$ 表示扰动量, 并且 $\langle\boldsymbol{b}\rangle=\langle\boldsymbol{v}\rangle=0$. 将式 (7) 代入感应方程式 (4), 可以获得平均场的感应方程

$$\frac{\partial\langle\boldsymbol{B}\rangle}{\partial t}=\boldsymbol{\nabla}\times(\langle\boldsymbol{V}\rangle\times\langle\boldsymbol{B}\rangle)+ \boldsymbol{\nabla}\times\boldsymbol{\varepsilon}+\eta\boldsymbol{\nabla}^2\langle\boldsymbol{B}\rangle, \tag{8}$$

以及扰动部分的感应方程

$$\frac{\partial b}{\partial t}=\boldsymbol{\nabla}\times(\boldsymbol{b}\times\langle\boldsymbol{B}\rangle+ \langle\boldsymbol{V}\rangle\times\boldsymbol{b}+\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{b}-\boldsymbol{\varepsilon})+\eta\boldsymbol{\nabla}^2\boldsymbol{b}. \tag{9}$$

式中, $\boldsymbol{\varepsilon}=\langle\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{b}\rangle$ 表示平均电动力. 在一阶平滑近似下, 有

$$\frac{\partial b}{\partial t}\approx\boldsymbol{\nabla}\times(\boldsymbol{b}\times\langle\boldsymbol{B}\rangle). \tag{10}$$

假定湍流变化的时间尺度为 τ, 流体各向异性且不可压缩, 有

$$\boldsymbol{\varepsilon}=\alpha\langle\boldsymbol{B}\rangle-\beta\boldsymbol{\nabla}\times\langle\boldsymbol{B}\rangle. \tag{11}$$

其中, $\alpha=-\frac{1}{3}\langle\boldsymbol{v}\cdot(\boldsymbol{\nabla}\times\boldsymbol{b})\rangle\tau$, $\beta=\frac{1}{3}\langle v,v\rangle\tau$. $\boldsymbol{\beta}$ 为湍流耗散系数, 它的作用类似于分子耗散系数 η, 但通常远大于 η, 因此分子耗散系数经常被忽略. α 正比于 $\langle\boldsymbol{v}\cdot(\boldsymbol{\nabla}\times\boldsymbol{v})\rangle$, 其反映出湍动流体的螺度运动. 在对流层中, 由于磁冻结效应, 环向磁场随等离子体团上下运动, 而对流层又随太阳转动, 在科里奥利力的作用产生运动学螺度. 将式 (11) 代入式 (8), 并令 $\lambda=\eta+\beta$, 可以得到

$$\frac{\partial\langle\boldsymbol{B}\rangle}{\partial t}=\boldsymbol{\nabla}\times(\langle\boldsymbol{V}\rangle\times\langle\boldsymbol{B}\rangle)+ \boldsymbol{\nabla}\times(\alpha\langle\boldsymbol{B}\rangle)+\lambda\boldsymbol{\nabla}^2\langle\boldsymbol{B}\rangle. \tag{12}$$

其中, $\alpha\langle\boldsymbol{B}\rangle$ 表示平行于 $\boldsymbol{B}$ 的电场, 它使得发电机理论摆脱了反发电机理论的困扰, 把反发电机理论所要求的不对称因素转移到了小尺度的流场和磁场, 因此可以寻找轴对称磁场的解, 使计算得到很大简化. 给出 α 效应的形式后, 即不需要求解小尺度磁场, 避免了磁流体力学湍流的各种困难.

在轴对称的情况下 [19], 在球坐标系中, 磁场 B 可以分解为

$$\boldsymbol{B}=B_\phi\boldsymbol{e}_\phi+\nabla\times(A\boldsymbol{e}_\phi). \tag{13}$$

其中, $\boldsymbol{e}_\phi$ 为环向单位矢量; B_ϕ 为环向场分量; A 为极向场矢势. 进一步假设速度场 $\boldsymbol{V}$ 只有纯的环向旋转 $\boldsymbol{V}=r\sin\theta\Omega\boldsymbol{e}_\phi$, 将球坐标转换成直角坐标, 代入

方程 (8) 可以得到磁场的极向分量和环向分量, 即

$$\partial_{\mathrm{t}} A = \alpha B + \beta \nabla^2 A, \tag{14}$$

$$\partial_{\mathrm{t}} B = \Omega_z \partial_x A - \alpha \nabla^2 A + \beta \nabla^2 B. \tag{15}$$

式 (14) 右边 α 项的作用是将环向场转化为极向场, 而式 (15) 的 α 项是将极向场转化为环向场, α 项表明存在螺度运动. 在方程中与较差自转有关的剪切 Ω 项将极向场拉成环向场. 如果没有 α 和 Ω 项, 就只剩下扩散衰退场了. 所以在两个发电机方程中, 至少需要其中的一项, 这样可以把平均场发电机分为 α^2, $\alpha\Omega$ 和 $\alpha^2\Omega$ 发电机模型. 当式 (15) 中的 Ω 项远小于 α 项时, Ω 项可以被忽略, 称为 α^2 发电机; 当 α 项远小于 Ω 项时, α 项可以被忽略, 称为 $\alpha\Omega$ 发电机模型; 当 Ω 项和 α 项量级相当时, 称为 $\alpha^2\Omega$ 发电机模型. α^2 发电机模型能够产生非震荡的解并且环向场和极向场有相同的量级, 这与太阳发电机的性质不相符, 所以研究太阳一般用 $\alpha\Omega$ 发电机模型较多.

在观测方面, 平均场 $\alpha\Omega$ 模型能够成功地解释在太阳活动周期中表征环向场的太阳黑子朝赤道的迁移. 在理论方面, 这个模型也能够计算 α 效应和磁扩散的平均场机制. 但是这个发电机模型的成功运转依赖于湍流、磁场、动力学螺度和扩散率. 当在非线性区用这个理论来计算这些参数时, 会以指数幂的形式变化. 而且, 当发电机过程产生的磁场能量密度达到湍流运动能量时, α 效应被抑制, 严重地限制了磁场的增强. 当磁场能量密度远大于湍流运动能量时, 磁场就停止增强, 太阳发电机也就不能再运转.

3.2.1 早期基础性工作

可将磁场分为环向分量和极向分量来研究发电机. 对于一个轴对称的磁场, 它的极向分量位于子午平面内, 环向分量则与太阳赤道平行. 初始的极向场在较差自转的作用下被拉伸为环向场, 这个过程称为 Ω 效应. 但是, 环向场转换为极向场比较复杂, 1955 年 Parker 指出, 在旋转物体中对流会引起流体小尺度的螺度运动 [4]. 它能扭转部分环向场使太阳对流层里的湍流上升并在子午平面形成小的磁流环, 许多这样非轴对称小尺度磁流环的净效应能够产生一个大尺度的子午场. 为了证明环向场产生极向场的过程, Parker 采用了局地 Cartesian 坐标 (ξ, η, ζ). η 轴平行于环向场朝东, ζ 轴沿径向朝外, ξ 轴指向南并与经度圈相切. 这里用 B 表示环向磁场的强度, ρ 表示坐标 B 与坐标 η 间的距离, 则有

$$\boldsymbol{B}_\phi = B\boldsymbol{e}_\phi,$$

$$\rho = \sqrt{\xi^2 + \eta^2}.$$

假定有一个流体沿 ζ 轴在环向磁场中运动, 这个流体关于 η 轴转动, 而且驱动这个流体运动的因素是径向对流和科里奥利力. Parker 提出一个理想的模型, 即

$$v_\xi = -\omega_0 \Big(\frac{\eta}{\alpha}\Big) S(\rho),$$

$$v_\eta = +\omega_0 \Big(\frac{\xi}{\alpha}\Big) S(\rho),$$

$$v_\zeta = v_0 R(\rho).$$

其中, ω_0, v_0 和 α 是常量. 假定对于大的 ρ 值, $S(\rho)$ 和 $R(\rho)$ 均为零; 当 $\rho = 0$ 时, $S(\rho)$ 和 $R(\rho)$ 达到最大值, 其典型表现形式为 $\exp\left(\frac{-\rho^2}{\alpha^2}\right)$. 这里 v_η 和 v_ζ 表示垂直于 ζ 轴的自转分量. 这个模型将会扭转环向磁场并且在子午平面形成一个闭合的磁流环. 如果在太阳内部有很多的螺度运动, 那么就会形成很多这样的小磁流环, 这些小磁流环将会相互耦合, 最后形成极向偶极场. Parker 还给出了一个重要的方程, 即

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \Gamma B + \frac{1}{\mu\sigma}\nabla^2 B. \tag{16}$$

其中, A 与 η 方向相同, Γ 为表征螺度强弱的量, 是目前平均场发电机 α 的原型.

1976 年 Steenbeck 等将速度场和磁场表示为方程 (7) 的形式 [5], 将方程 (7) 代入方程 (4) 得到方程 (8), 在方程 (8) 中 $\boldsymbol{\varepsilon} = \langle \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{b} \rangle$ 是一个重要的新量. 通过一阶平滑近似和一些假定得到方程 (11), 方程 (11) 中的 α 就是 Parker 方程里面的 Γ, 同样表征着螺度运动的强弱. Steenbeck 等更加公式化地描述了小尺度磁场和速度扰动相结合产生极向偶极场的过程, 这个机制就是著名的 α 效应.

3.2.2 Babcock-Leighton 发电机模型

Babcock-Leighton(BL) 模型是由集中在太阳表面的双极活动区衰减而产生极向磁场的一种发电机模型. Babcock 在 1961 年首先提出了关于太阳活动和活动周期起源的经验模型, 它是基于太阳偶极磁场与较差自转相互作用建立的模型.

如图 4 所示, 双极活动区相对赤道的东西方向呈现一个系统的倾斜, 前导黑子比后随黑子位于更低

的纬度. 在科里奥利力和子午流的作用下, 前导黑子向赤道迁移, 后随黑子向极区迁移. 在太阳活动周开始时, 双极活动区后随黑子的极性与该半球极区磁场的极性相反; 随着时间的推移, 后随黑子朝极区扩散并慢慢中和极区原来的磁场; 最后极区磁场的极性彻底被反转从而形成新的偶极磁场, 前导黑子则与比它纬度低的后随黑子或者与另一半球的黑子中和, 在高日冕区不同极性的磁力线中和时产生重联, 形成磁流环. 所以, 在 BL 模型中, 倾斜的双极活动区的衰减是极向场产生的根本原因.

BL 模型得出了许多与观测太阳周期现象相符合的结果. 例如, 相应的朝赤道迁移的太阳黑子活动带, 太阳表面极向磁场的时空演化, 极向和环向场分量的相位关系以及太阳黑子蝴蝶图等. 近来, 在 BL 模型中引入了子午流作为极向磁场的输运机制, 使得 BL 模型不断完善. 但是, BL 是一种半经验模型, 而非严格的动力学描述. BL 模型通常产生过强的极性表面磁场, 虽然通过增加最外层磁扩散率, 即可产生一个比较弱的磁场, 但从发电机的观点来看这还是不够完善的. 同时, BL 模型不能自激, 其非线性行为也没有得到很好的解释.

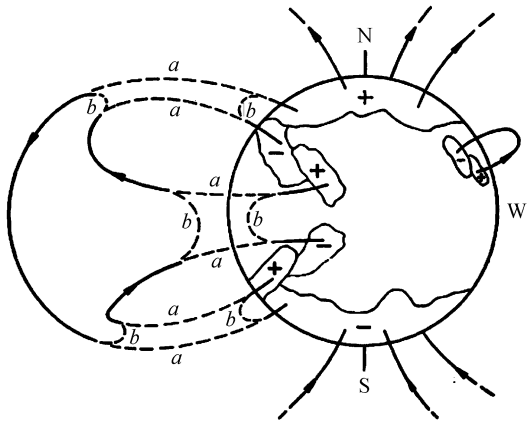

图 4 活动区磁场扩散和极区场极性反转 (双极区磁力线慢慢扩展并靠近原来占主导地位的偶极场, 随着剪切和重联的发生, 区域 a 部分的磁力线被区域 b 部分的磁力线代替. 大量低密度的磁流环不断释放到日冕中, 慢慢形成了一个新的反转偶极场 [7])

Fig. 4 Magnetic field of active region diffusion and polarity reversals of magnetic field of polar region (Expanding lines of force above older bipolar magnetic regions move out to approach the lines of force of the main dipole field. Severing and reconnection gradually occur, so that parts a are replaced by parts b and a portion of the main field is neutralized. Also, a large flux loop of low intensity is liberated in the corona. Continuation of the process results in the formation of a new main dipolar field of reversed polarity[7])

3.2.3 界面发电机模型

在讨论平均场发电机模型时提到, 磁场逐渐增大时, 会影响小尺度湍流运动, 使湍流场的螺度减小, 亦即 α 变小, 这个效应称为 α 淬灭. 人们经常引入 α 效应对磁场 $\boldsymbol{B}$ 的非线性依赖, 即

$$\alpha(\langle \boldsymbol{B} \rangle) = \frac{\alpha_0}{1 + (|\langle \boldsymbol{B} \rangle|/B_{\rm eq})^2}. \tag{17}$$

其中, α_0 为线性区域的特征值, $B_{\rm eq}$ 为磁场强度的均值. 在方程 (17) 中, 一旦 $\langle \boldsymbol{B} \rangle$ 比 $B_{\rm eq}$ 大很多, α 效应就停止了. 所以平均磁场的饱和度为 $\langle \boldsymbol{B} \rangle \approx B_{\rm eq}$, 当平均场发电机模型产生的磁场达到一个能与湍流运动相当的能量密度, 发电机就停止了. 例如, $B_{\rm eq} \approx \sqrt{4\pi\rho v}$, 这里 v 为湍流速度. 这种情况很正常, 因为环向场将有足够的张力来抵抗湍流的形成, 所以不再产生 α 效应. 在太阳对流层的底部, 根据对流区标准的混合场理论, 发现 $B_{\rm eq} \approx 0.1$T 对应于 $v \approx 10^3 {\rm cm\cdot s^{-1}}$. 但是, 各种计算和数值模拟已经表明, 在平均磁场 $\langle \boldsymbol{B} \rangle$ 远远没达到这个强度之前, 随着湍流运动的磁场小尺度波动分量就已经达到了均值, 这表明方程 (17) 严重低估了 α 淬灭效力. 这种计算也表明小尺度磁场和平均场分量的比例为 $Rm^{1/2}$, 这里 $Rm = vl/\eta$ 为基于微观磁扩散率的磁雷诺数. 所以 α 淬灭效应可用一个更有效的公式来代替, 即

$$\alpha(\langle \boldsymbol{B} \rangle) = \frac{\alpha_0}{1 + Rm(|\langle \boldsymbol{B} \rangle|/B_{\rm eq})^2}. \tag{18}$$

式 (18) 被称为强 α 淬灭效应. 由于在太阳对流区 $Rm \approx 10^8$, 在发电机产生的磁场形成环向磁流绳的过程中可能有很大的放大, 但对于平均磁场非常低的振幅来说, 这也会导致 α 效应的淬灭. 目前模拟出浮力上升磁流绳所需 0.001~0.01 T 的磁场还有相当难度.

Parker 在 1993 年提出用界面发电机模型来解决这个问题 [20]. 界面发电机模型的主要思想是, 假如环向磁场熄灭了 α 效应, 那么发生放大和存储环向磁场的地方与 α 效应运转的地方即会分开. 这种发

电机模型成功的本质在于这两个区域是磁流的扩散传输. 因为湍动提高了扩散效应, 在剪切区域的扩散被假定要远远小于对流区的扩散, Parker 指出径向剪切和 α 效应处于磁扩散系数不连续区域的两边. $\alpha\Omega$ 发电机模型方程支持的表面行波解位于磁扩散率不连续的地方. 界面发电机模型的解在界面两侧满足

$$\frac{B_{\rm h,max}}{B_{\rm l,max}} \approx \left(\frac{\eta_{\rm h}}{\eta_{\rm l}}\right)^{-1/2}. \tag{19}$$

如图 5(a) 所示, 其中下标 l 表示在 $z = 0$ 界面下的低 η 区域, 下标 h 表示在界面上的高 η 区域. 当 $\eta_{\rm h}/\eta_{\rm l} \gg 1$ 时, 在 $z < 0$ 的区域则可产生很强的环向场; 同时在 $z > 0$ 的区域保持弱的 $B_{\rm h}$, 这样可以保持 α 效应的继续运行.

Charbonneau 等 [21] 提出了类似的模型, 不过他们的模型与 Parker 的略有区别, 如图 5(b) 所示. Charbonneau 等的模型将剪切层和 α 效应层均放在与界面距离相等的 δ 函数中, Zhang[22] 进一步在更加合理的边界条件下讨论其是如何运转的. 文献 [22] 在 Parker 和 Charbonneau 的基础上将太阳分为 4 个区域, 如图 5(c) 所示, 从内到外依次为辐射内层、剪切层、α 效应层和外部真空层. 这 4 个区域具有不同的扩散系数, 并用三组边界条件将 4 个区域耦合为一个整体, 得到水平传播的发电机波.

界面发电机模型是唯一基于平均场机制而不在模型中增加额外物理影响也能得到发电机解的模型. 但是, 它对所取参数的细节十分敏感, 例如, 时间步长、空间分辨率和其他纯数值参数等稍有改变都有可能对结果造成很大影响, 说明此种模型本身缺乏稳定性.

3.2.4 通量输运发电机模型

$\alpha\Omega$ 发电机模型和界面发电机模型虽然能够解释朝赤道迁移的太阳黑子. 但是, 在这些模型中, 环向场产生的极向场, 不是朝极区运动而是朝赤道运动的. 而且, 没有子午流, 很难解释整个太阳磁场两个分量之间正确的相位演化关系.

为了计算流向极区表面大尺度极向流的速度和极向反转的间隔, 通过子午流来传输这个磁流就显得很有必要. 从解释大尺度表面极向场的观测演化模拟来看, 子午流被认为是发电机模型中一个重要的因素. Wang 和 Sheeley 等第一次在 BL 模型里引入子午流 [25]. BL 通量输运发电机模型给出了太阳发电机研究的一个新的发展方向. 在过去的 20 年中, 建立了许多通量输运发电机模型. 这些模型把子午流作为传送带, 将表面的磁流传输到对流区域底部. 图 6 给出了通量输运发电机模型的运转过程.

通量输运发电机模型是具有子午流的 $\alpha\Omega$ 发电机模型. 它包括三个基本过程: (1) 通过太阳较差自转 (Ω 效应) 剪切极向磁场产生环向磁场; (2) 通过螺度运动 (α 效应) 转移和扭转环向磁流管再次产生极向磁场; (3) 通过子午流传输磁流. 而 $\alpha\Omega$ 发电机模型仅包含前两个过程, 子午流在这类发电机中充当了传送带. 在通量输运发电机模型中, 子午流在决定发电机循环周期和控制太阳内部以前存储的磁场方面都起着很重要的作用.

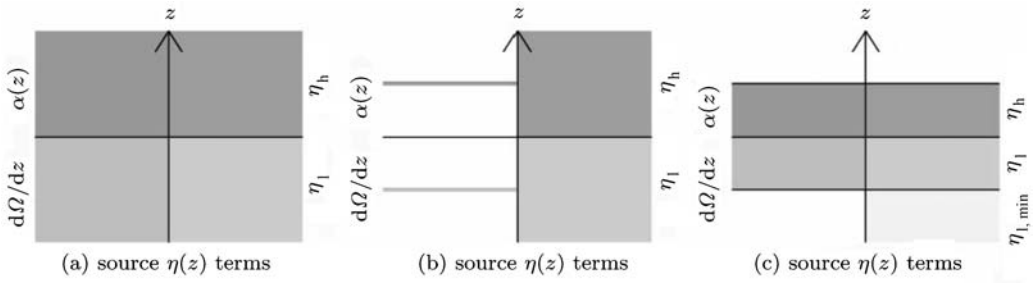

图 5 半无限笛卡尔坐标系下的三种界面发电机模型. (a) α 效应发生在 $z > 0$ 的地方, 径向剪切发生在 $z < 0$ 的地方. (b) 剪切和 α 效应以 δ 函数的形式位于离 $z = 0$ 有限远的各自区域. (c) 通过垂直截断 Parker 模型使界面发电机模型又向模拟真实的太阳靠近了一步 [23]

Fig. 5 Three interface dynamo models in semi-infinite Cartesian geometry. (a) α-effect occupies the space $z > 0$ and the radial shear $z < 0$. (b) Shear and -effect are spatially localized as δ-functions, located a finite distance away from $z = 0$ in their respective halves of the domain. (c) Model moves one step closer to the Sun by truncating vertically the Parker model[23]

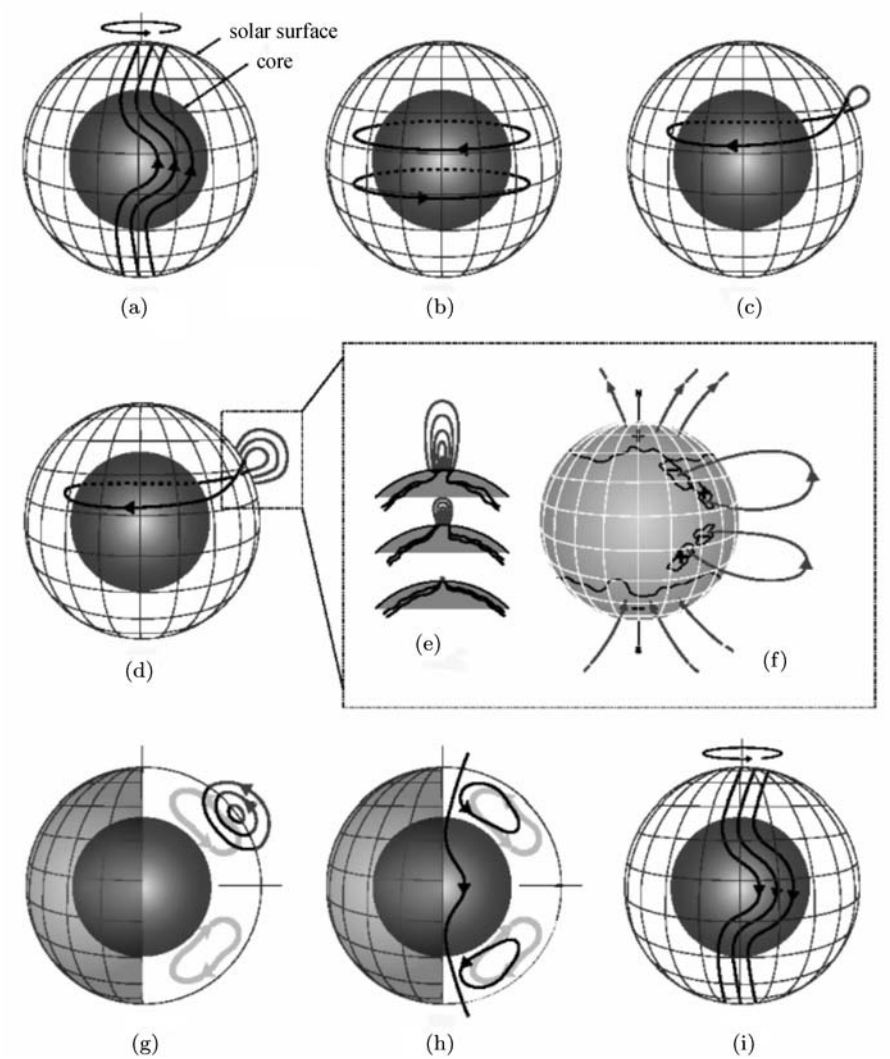

图 6 通量输运发电机模型运转过程. 内部黑色的球代表太阳核心, 网格为太阳表面, 中间为太阳对流区, 即发电机所在地. (a) 对流层底部较差自转剪切环向场; (b) 由较差自转剪切产生的环向场; (c) 当环向场足够强时, 磁环上升并浮出太阳表面, 由于自转的影响在上升过程中磁环发生扭转, 双极太阳黑子形成; (d), (e), (f) 有更多的磁流出现, 随着黑子的衰退磁流管在纬度方向和经度方向慢慢扩散; (h) 子午流 (标有箭头的环形圈) 将表面的磁流传输到极区, 导致极区磁场反转, 同时部分磁流被传输到对流层底部并朝赤道运动, 新产生的极向场与刚开始的极向场 (a) 具有相反的极性; (i) 反转的极向磁流在对流层底部再次被较差自转剪切产生与 (b) 极性相反的新环向场 [24]

Fig. 6 Schematic of solar flux-transport dynamo processes. Black inner sphere represents the Sun's radiative core and mesh the solar surface. In side is the solar convection zone where dynamo resides. (a) Shearing of poloidal field by the Sun's differential rotation near convection zone bottom. (b) Toroidal field produced due to this shearing by differential rotation. (c) When toroidal field is strong enough, buoyant loops rise to the surface, twisting as they rise due to rotational influence. Sunspots are formed from these loops. (d), (e), (f) Additional flux emerges and spreads in latitude and longitude from decaying spots. (g) Meridional flow carries surface magnetic flux poleward, causing polar fields to reverse. (h) Some of this flux is then transported downward to the bottom and towards the equator. These poloidal fields have sign opposite to those at the beginning of the sequence, in frame (a). (i) This reversed poloidal flux is then sheared again near the bottom by the differential rotation to produce the new toroidal field with the sign opposite to that shown in (b)[24]

下面给出环向场 B 和极向场 A 的演化方程, 即

$$\frac{\partial A}{\partial t}+\frac{1}{r\sin\theta}(\boldsymbol{u}\cdot\nabla)(r\sin A)= \eta\Big(\nabla^2-\frac{1}{r^2\sin^2\theta}\Big)A+S(r,\theta,B_\phi)+\alpha B_\phi. \tag{20}$$

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t}+\frac{1}{r}\Big[\frac{\partial}{\partial r}(ru_rB_\phi)+\frac{\partial}{\partial\theta}(u_\theta B_\phi)\Big]= r\sin\theta(\boldsymbol{B}_{\rm p}\cdot\nabla)\Omega-\hat{\boldsymbol{e}}_\phi\cdot(\nabla\eta\times\nabla\times B_\phi\hat{\boldsymbol{e}}_\phi)+ \eta\Big(\nabla^2-\frac{1}{r^2\sin^2\theta}\Big)B_\phi. \tag{21}$$

其中, $B_\phi(r,\theta,t)\hat{\boldsymbol{e}}_\phi$ 为环向场, $\nabla\times A(r,\theta,t)\hat{\boldsymbol{e}}_\phi$ 为极向场, $S(r,\theta,B_\phi)$ 为 BL 极向场源, α 为剪切层的 α 效应, $\Omega(r,\theta,t)$ 是较差自转, $\boldsymbol{u}=u_r\hat{\boldsymbol{e}}_r+u_\theta\hat{\boldsymbol{e}}_\theta$ 为子午流, η 为依赖于深度的磁扩散率. 在合适的边界条件下这些方程能够通过数值求解.

较差自转随时间并没有很大的改变, 子午流在对流区域下面的运转情况仍不清楚. 但是模拟结果表明, 通量输运发电机模型对子午流的疏密, 是否在赤道或在极区附近, 是否在太阳表面或在对流区底部并不敏感, 只要子午流在每个半球为单个环流即可. 但当子午流在一个半球变为多个环流时, 该模型对上述参数将变得敏感. 在单个环流中, 至少要知道的因素是磁扩散率轮廓. 因此, 通过选择一个单环流并且调整扩散率轮廓, 这个发电机模型就能够校准. 有研究利用通量输运发电机模型预测第 24 个太阳周峰值强度将要比第 23 周的强 30%~50%, 而 Choudhuri 等用另一种发电机模型预测第 24 个太阳周峰值强度将要比第 23 周的弱 35%.

通量输运发电机模型成功重现了许多大尺度的太阳周期特征. 这些特征包括: 向赤道迁移的太阳黑子和朝极向漂移的大尺度极向磁场之间正确的相位关系. 这个特征对于没有子午流的发电机来说是很难实现的. 但通量输运发电机的关键组份子午流仅表面部分有观测数据, 位于太阳深处的另一半还没有观测数据, 它是根据质量守恒定律构架出来的. 通量输运发电机模型也不能很好地解释跨赤道环形成的详细过程, 所以通量输运发电机模型也有其不足.

3.3 非轴对称发电机模型

以上讨论的发电机模型均为轴对称的, 但观测表明太阳活动是非轴对称分布的, 这个不对称分布体现在存在活动经度带. 活动经度带是指磁场活动在超过太阳周期的一段时间里在某些经度上重复出现的现象. 用球谐函数直接将观测到的太阳磁图展开, 结果表明存在轴对称和非轴对称的模式. 轴对称模式在太阳极小时占支配地位而一阶非轴对称模式在太阳极大时更加普遍. 早期的研究表明, 在较差自转和 α 效应中引入一定限制条件的平均场发电机模型能够产生非轴对称模式. 但是, 这些早期的研究并没有包括正确的太阳较差自转轮廓, 因为在那时还没有观测出比较好的较差自转轮廓.

Stix 等是早期研究非轴对称模型的代表 [11], 非轴对称模型求解的是球坐标系下的线性问题. 近年来较多的非轴对称模型已包括了非线性项, 主要形式是 α 效应的淬灭. Moss 采用的就是特定的较差自转和 α 表达形式 [26], 在球坐标系下建立了非轴对称模型, 用 E_i 和 P_i 量表示非线性解的总体性质, 其中 E_i 为环向模式 $m=i$ 的能量, P_i 表示这个模式的对称性

$$P_i=\frac{E_i^S-E_i^A}{E_i^S+E_i^A}. \tag{22}$$

其中, E_i^S 和 E_i^A 为关于赤道对称和反对称的磁场分量, $P_0=+1$ 或 -1 分别对应于磁场轴对称部分的四极矩和偶极矩. Moss 首次得到了小部分的非轴对称磁场和轴对称磁场共同存在的解, 这为解释活动经度等非轴对称磁场的现象提供了理论基础.

Bigazzi 和 Ruzmaikin 第一次用非轴对称的 α 效应研究了太阳平均场发电机 [27], 并讨论了一阶非轴对称模式磁场在径向和纬向的分布. 因为非轴对称模式与活动经度有关, 在以自身为坐标系的框架下存在转动结构, 转动速率是由发电机的解来决定的. 可以将平均场方程里的磁场分解成

$$\boldsymbol{B}=-\boldsymbol{r}\times\nabla T+\nabla\times(-\boldsymbol{r}\times\nabla S). \tag{23}$$

方程 (23) 右边第一项为环向场, 第二项为极向场, T 和 S 分别为环向势和极向势. Bigazzi 和 Ruzmaikin 还进一步研究了非轴对称磁场 $m=1$ 和轴对称磁场 $m=0$ 的耦合结构, 通过对不同的 α 效应进行讨论, 得出了轴对称与非轴对称模式之间的相位关系以及径向磁场与环向磁场的相位关系. 进而提出: ①非轴对称模式位于产生活动区的对流区底部, 在纬度大约 30° 的地方; ②非轴对称与轴对称模式的耦合导致非轴对称也遵循太阳周期, 两种模式之间具有一定的相位关系; ③ $m=1$ 模式的旋转速度接近太阳核心的旋转速度.

非轴对称模型由于求解比较困难, 致使发展并不完善, 目前只能限于对较少非轴对称观测特征的解释. 近年来对非轴对称发电机模型引入了各向异性的 α 效应张量, 使非轴对称发电机理论得到进一步的发展.

3.4 MHD 模拟

平均场方法基于太阳活动属性将磁场分解为大尺度的平均值部分和湍流小尺度的波动部分. 在动量、能量和感应方程中, 非线性项产生了不能抵消的小尺度二阶修正项, 其驱动产生大尺度流或大尺度磁场湍流感应效应. 将磁场分解为大尺度和小尺度以及出现驱动大尺度流的感应效应三种情况, 这种分解方法, 尽管计算量有所减少, 有可能更长时间模拟及探究更广泛的参数范围, 但模拟得出的结果严重依赖二阶修正项所取得的参数.

在动力学区域和非动力学区域, 轴对称模型能够在一定程度上很好地解释平均经度的太阳周期特征, 但是有一些重要的依赖太阳经度的太阳周期特征, 例如活动经度带, 解释比较困难.

最早的数值模拟尝试得出了很粗糙的解, 磁场虽然反转了, 但得到的模拟结果与实际观测不符, 它产生的环向场是朝极区而不是朝赤道.

Browing 提出建立三维模型的思想 [28], 其中包括依赖径向通量输运的大尺度 3D 发电机模型, 此模型在 3D 模拟简化方面具有优势, 能够捕获太阳全球尺度的一些整体效应, 并且能够提供一些 3D 模型的模拟.

与前面简单描述的平均场相比, 太阳对流层三维数值模拟的平均流并没有在尺度上分离. MHD 的基本方程包括粘滞流体方程、能量守恒方程、质量守恒方程和磁感应方程, 由这些方程组成自洽、非线性耦合方程组. 可以在笛卡尔坐标系或球坐标系下研究太阳对流运动情况, 两个坐标系下的对流各有特点: 前者有高的湍流, 但限于局部; 后者有很好的全球几何性, 但有低的湍流. 为了更好地理解太阳对流层大尺度流的起源, 需要用全球模拟的方法, 通常采用在球坐标系下的 3D 代码. 例如, 在这个领域里最流行的是粘滞球谐代码 (ASH). ASH 是在旋转框架中解三维粘滞 MHD 运动方程 [29]. 采用粘滞近似的目的是为了保持流体可压缩效应, 这在对流层十分重要. 在球对称状态下方程的速度变量是完全非线性的, 而热动力变量是线性的. 但是, 假若在太阳外层有很高的湍流特征, 它的雷诺数 $Re = VL/\nu \approx 10^{12}$ 可能很大, 这里 V 为系统的速度, L 为系统的长度, v 为运动学粘滞系数. 目前模型即使采用最强大的并行计算也不可能用 3D 方法来模拟整个动力学尺度的变化情况, 所以一些简化的假设必须考虑. ASH 代码用大尺度漩涡模拟次格点尺度 (LES-SGS) 的方法来描述太阳大尺度非线性动力学特征, 当然, 更精密的模型应该能够模拟非线性效应和湍流. 建立在更高性能计算机基础上的模拟将会达到更高的分辨率, 模拟出的太阳更小尺度磁场活动情况将会更加接近太阳的真实情况.

3.5 小尺度发电机模型

通常太阳发电机模型分为大尺度发电机模型和小尺度发电机模型. 大尺度发电机模型用于产生与太阳活动周期相关的磁场, 例如太阳的 11 年周期. 小尺度发电机模型用于产生一个不规则随机的磁场, 其尺度小于湍流能量输运的尺度, 也可称为波动发电机模型. 小尺度发电机模型与大尺度发电机模型之间相互作用, 没有明显的界线.

在 1968 年, Kazantsev 开始对小尺度发电机理论进行研究. 在湍流粒子随机相互作用后各自离开的过程中 [30], 冻结在流体中的磁力线将被拉伸, 这个现象使得 B/ρ 增加. 对于流体, ρ 为常量, 所以磁场被放大, 拉伸了的磁力线在垂直于拉伸方向上的尺度会减小. 根据 Batchelor 在 1950 年提出的观点 [31], 假如磁扩散系数 η 小于运动学粘滞系数 ν, 当磁普朗特数 $Pm = \dfrac{\nu}{\eta}$ 大于 1 时, 磁场成指数增长, 在湍流导电的流体中会产生小尺度磁场. Kazantsev 的数值模拟第一次阐明了在没有螺度存在的情况下湍流中可以产生小尺度发电机.

对于太阳, 磁普朗特数值很小 ($Pm \leqslant 10^{-4}$). 一旦磁雷诺数 $Rm = \dfrac{u_{\mathrm{t}} d}{\eta}$ 超过一定阈值, 不论 Pm 多小, 小尺度发电机都能运转. Nordlund 等 [32] 认为粘滞系数的作用提供了一个粘滞阻力, 所以磁流能够形成磁流管. 由于 Pm 的值很小, 湍流阻力能够控制磁流和磁流管间的相互作用, 所以代替了粘滞阻力的作用. 太阳磁雷诺数的值 ($Rm \approx 10^8$) 远远大于临界值 100, 因此, 小尺度发电机最终能够工作. 太阳表面的对流很可能是这种磁流.

宁静太阳网络内场的起源和性质为太阳小尺度发电机的存在提供了证据. 从一个通量输运模型中,

Petrovay 和 Szakaly 发现活动区的衰减不足以解释观测到的内网络磁场 [33], 提出在模型中需要增加一个源项来与观测相匹配, 并认为新增加的这一项就是在对流区里的小尺度发电机. 另外, 小尺度发电机的模拟结果也与网络内场高分辨率磁图得出的结果一致. 这表明在小尺度范围存在混合极性场, 这些极性场有些超出了观测的极限, 且观测到的小尺度磁流量既不依赖于太阳周期, 也不依赖于任何纬度. 结果表明, 宁静太阳磁场源独立于大尺度发电机. 所以, 观测和数值模拟共同提供了太阳表面存在由湍流对流驱动发电机的证据 [34].

4 总结与发展趋势探讨

在过去的几十年里, 虽然关于太阳周期的研究取得了重大进展, 但尚有很多问题未得到解释 [35]. 标准发电机模型能否运转成功依赖于湍流、磁场、动力学螺度和扩散率. BL 发电机模型只是一种半经验的模型, 而非严格的动力学描述. 界面发电机模型所取参数非常敏感, 缺乏稳定性. 通量输运发电机模型引入的子午流, 在太阳深处没有观测数据的支持. 非轴对称发电机模型求解比较困难, 发展并不完善. 直接数值模拟方法也遇到了如螺度淬灭等问题, 严格限制了磁场增强.

理解许多观测现象的主要困难在于太阳处于强烈的对流状态, 湍流是决定热量、动量和磁流传输的重要因素. 然而, 湍动的性质强烈地依赖于大尺度结构和磁流的特征. 高分辨率的观测表明, 太阳表面磁场是由小的快速演化的磁元组成的, 这些磁元可以慢慢地形成活动区和太阳黑子, 但这些磁元的大小仍然是未知数, 并且它们是任意出现的. 同时, 太阳磁场在全球尺度上显著表现出结构的对称性, 例如 11 年周期的结果和极性反转. 最近, 在等离子体实验中对自洽过程的研究发现, 自洽的机制取决于大尺度流和湍动的相互作用.

SOHO 和 GONG 的日震学观测提供了太阳内部详细的较差自转轮廓, 观测所得到的新数据能够更好地研究对流区的动力学特征和磁流的变化情况. Hidoe 获得的高分辨率数据以及利用瑞典拉巴斯太阳望远镜观测的数据能够提供等离子体和磁场相互作用的详细情况, 并且能够揭示小尺度的磁场结构. 随着 SDO 太阳空间望远镜的升空, 人们对太阳的认识将有新的进展. 最近 Hinode 高分辨率的观测数据表明, 极区场具有很好的结构, 虽然极区平均场仅几高斯, 但这些区域的场强很强 [36]. 这个发现对通量输运发电机模型提出了新课题, 为太阳结构和大尺度场反转的研究提供了进一步的依据.

可以利用现有的各种发电机模型进行太阳活动预报. Dikpati 等预测第 24 个太阳周峰值强度将要比第 23 周的强 30%~50%, 而 Choudhuri 等预测第 24 个太阳周峰值强度将要比第 23 周的弱 35%, 太阳发电机理论可以为准确预报太阳活动做出贡献. 可以进一步发展日震学技术, 研究太阳内部的角速度分布, 探测子午流在太阳内部朝赤道方向转变的位置以及剪切层的精确位置、厚度和形状. 要继续发展平均场发电机模型, 通过观测进一步确定湍流、磁场、动力学螺度和扩散率等相关参数的值. 数值模拟方面, 在没有平均场的假设条件下, 利用 SDO 等观测仪器的数据来模拟整个发电机的过程, 对小尺度发电机模型研究、MHD 湍流和太阳黑子等的模拟等都将是非常重要的工作. 这些研究将大大加深人们对太阳的认识 [37].

参考文献

[1] Fang Cheng, Ding Mingde, Cheng Pengfei. Physics of Solar Active Regions [M]. Nanjing: Nanjing University Press, 2008. 1-19. In Chinese (方成, 丁明德, 程鹏飞. 太阳活动区物理 [M]. 南京: 南京大学出版社, 2008)

[2] Larmor S J. The relativity of the forces of nature [J]. *Mon. Not. Res. Astron. Soc.*, 1919, **80**:118-138

[3] Cowling T G, A M, Phil D. The stability of gaseous stars [J]. *Mon. Not. Res. Astron. Soc.*, 1934, **94**:768-782

[4] Parker E N. Hydromagnetic dynamo models [J]. *Astrophys. J.*, 1955, **122**:293-314

[5] Steenbeck M, Krause K, Rädler K H. A calculation of the mean electromotive force in an electrically conducting fluid in turbulent motion, under the influence of Coriolis forces [J]. *Z. Naturforsch*, 1966, **21A**:369-376

[6] Stix M. Differential rotation and the solar dynamo [J]. *Astron. Astorphys.*, 1976, **47**:243-254

[7] Babcock H W. The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle [J]. *Astrophys. J.*, 1961, **133**:572-587

[8] Choudhuri A R, Schüssler M, Dikpati M. The solar dynamo with meridional circulation [J]. *Astron. Astrophys.*, 1995, **303**:29-32

[9] Dikpati M, Charbonneau P. A babcock-leighton flux

transport dynamo with solar-like differential rotation [J]. *Astrophys. J.*, 1999, **518**:508-520

[10] Parker E N. A solar dynamo surface wave at the interface between convection and nonuniform rotation [J]. *Astrophys. J.*, 1993, **408**:707-719

[11] Stix M. A non-axisymmetric α-effect dynamo [J]. *Astron. Astropys.*, 1971, **13**:203-208

[12] Weiss N O, Thompson M J. The solar dynamo [J]. *Space Sci. Rev.*, 2009, **144**:53-66

[13] Hale G E, Nicholson S B. The law of Sun-spot polarity [J]. *Astrophys. J.*, 1925, **62**:270-300

[14] Hale G E, Ellerman F, Nicholson S B, Joy A H. The magnetic polarity of Sun-spots [J]. *Astrophys. J.*, 1919, **49**:153-178

[15] Schou J, *et al.* Helioseismic studies of differential rotation in the solar envelope by the solar oscillations investigation using the Michelson Doppler imager [J]. *Astrophys. J.*, 1998, **505**:390-417

[16] Charbonneau P, Christensen-Dalsgaard J, Henning R, Larsen R M, Schou J, Thompson M J, Tomczyk S. Helioseismic constraints on the structure of the solar tachocline [J]. *Astrophys. J.*, 1999, **527**:445-460

[17] Charbonneau P, MacGregor K B. On the generation of equipartition-strength magnetic fields by turbulent hydromagnetic dynamos [J]. *Astrophys. J.*, 1996, **473**:L59-L62

[18] Moffatt H K. Magnetic Field Generation in Electrically Conducting Fluids [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1978. 145-234

[19] Petrovay K. What makes the Sun tick—The origin of the solar cycle [J]. *ESASP*, 2000, **463**:3-14

[20] Parker E N. A solar dynamo surface wave at the interface between convection and nonuniform rotation [J]. *Astrophys. J.*, 1993, **408**:707-719

[21] Charbonneau P, MacGregor K B. On the generation of equipartition-strength magnetic fields by turbulent hydromagnetic dynamos [J]. *Astrophys. J. Lett.*, 1996, **473**:L59-L62

[22] Zhang K, Chan K H, Zou J, Liao X, Schuber G. A three-dimensional spherical nonlinear interface dynamo [J]. *Astrophys. J.*, 2003, **596**:663-679

[23] Rempel M. Influence of random fluctuations in the effect on meridional flow and differential rotation [J]. *Astrophys. J.*, 2005, **631**:1286-1292

[24] Dikpati M, Gilman P A. Flux-transport solar dynamos [J]. *Space Sci. Rev.*, 2009, **144**:67-75

[25] Wang Y M, Sheeley N R. Average properties of bipolar magnetic regions during sunspot cycle 21 [J]. *Solar Phys.*, 1989, **124**:81-100

[26] Moss D. Non-axisymmetric solar magnetic fields [J]. *Mon. Not. Res. Astro. Soc.*, 1999, **306**:300-306

[27] Bigazzi A, Ruzmaikin A. The Sun's preferred longitudes and the coupling of magnetic dynamo modes [J]. *Astrophys. J.*, 2004, **604**:944-959

[28] Browing M, Miesch M S, Brun A S, Toormre J. Dynamo action in the solar convection zone and tachocline: pumping and organization of toroidal field [J]. *Astrophys. J.*, 2006, **648**:L157-L160

[29] Brun A S, Jouve L. Global models of the magnetic Sun [J]. *Proc. IAU Symp.*, 2007, **3**:33-38

[30] Kazantsev A P. Enhancement of a magnetic field by a conducting fluid [J]. *Sov. Phys. JETP.*, 1968, **26**:1031-1034

[31] Batchelor G K. On the spontaneous magnetic field in a conducting liquid in turbulent motion [J]. *Proc. Res. Soc. A*, 1950, **201**:405-416

[32] Nordlund Brandenburg A, *et al.* Dynamo action in stratified convection with overshoot [J]. *Astrophys. J.*, 1992, **392**:647-652

[33] Petrovay K, Szakály G. The origin of intranet work fields: a small-scale solar dynamo [J]. *Astron. Astrophys.*, 1993, **274**:543-554

[34] Graham J P, Cameron R, Schüssler M. Turbulent small-scale dynamo action in solar surface simulations [J]. *Astrophys. J.*, 2010, **714**:1606-1616

[35] Choudhuri A R. How far are we from a 'Standard Model' of the solar dynamo [J]. *Adv. Space Res.*, 2008, **41**:868-873

[36] Tsuneta S, *et al.* The magnetic landscape of the Sun's polar region [J]. *Astrophys. J.*, 2008, **688**:1374-1381

[37] Kosovichev A G. Solar dynamo and magnetic self-organization [R]. The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey, Science White Papers, 2010. **160**:1-8