

文章编号: 1000-8349(2005)02-0121-14

太阳发电机理论研究进展

姜 杰, 汪景琇

(中国科学院 国家天文台, 北京 100012)

摘要: 太阳发电机理论主要解释太阳磁场的起源和演化, 是太阳物理中最基本、最重要的问题之一。对它的研究不仅具有重要的科学价值, 而且对空间天气的预测和空间技术的发展有一定的影响。随着日震学的发展, 该理论也得到了很大改进。从相关观测入手, 综述了发电机理论需解释的观测事实, 以及为发电机理论提供约束的太阳内部动力学结构; 介绍了基本理论和近来的主流模型, 并指出尚待解决的问题和进一步的努力方向。

关键词: 天体物理学; 太阳发电机; 综述; 大尺度; 磁场

中图分类号: P182 **文献标识码:** A

1 引 言

太阳是距离地球最近的恒星, 太阳上各种活动, 如耀斑、日冕物质抛射、太阳风等对人造卫星和空间天气都有着直接的影响, 而太阳的这些活动主要受磁场的支配, 因此对太阳磁场性质和起源的研究就具有极其重要的意义。太阳发电机理论就是要解释太阳磁场的起源、特征、它们之间的相互作用以及在太阳活动周期过程中的变化^[1]。对作为太阳物理最基本、最重要问题的发电机理论的研究不仅具有很高的科学价值, 而且对现代空间技术的发展和更好地了解日地环境的变化有着重要的指导意义^[2,3]。

人们对发电机理论的研究已有一个世纪左右的历史。上世纪初的“薄板 (laminar) 发电机理论”^[4,5] 为以后的定量研究奠定了基础。现代对太阳磁场产生机制的研究始于 Parker^[6], 他首次提出了由涡流运动与环向场作用产生极向场的机制。而 Steenbeck 等人^[7] 首次把平均场理论应用于平均场的感应方程, 引入了重要的 α 效应项 $\nabla \times (\alpha \mathbf{B})$ 。在这一思想的指导下, 平均场的 $\alpha - \omega$ 发电机有了很大的发展。近年来, 计算机能力以及高分辨率的空间探测手段的进一步提高, 更是为发电机理论的发展提供了契机。

林元章^[8] 曾在本刊发表题为《太阳活动起源研究 (II): 太阳发电机理论》的文章, 主要讨论了该领域的基本理论研究。本文则主要介绍最新的、与发电机理论相关的观测和理论研究进展。第 2 节介绍相关的观测数据和最新的太阳内部动力学研究结果; 第 3 节简单介绍相

收稿日期: 2004-02-27; 修回日期: 2004-12-15

关的基本理论；第 4 节是近来该领域的主流模型。

2 相关观测

太阳内部的动力学特征为建立合理的发电机模型提供了必要的约束，而太阳表面大尺度的磁场观测是检验模型合理性的有力证据。

2.1 太阳周模型需解释的观测事实

迄今为止，太阳表面的黑子是太阳活动周期的最好证据。黑子是由太阳表面下的强环向场受磁浮力作用浮出光球层产生的 (Parker^[6] 首次提出)，因此它是大尺度磁场的有力诊断手段。中国天文学家早在公元前 1 世纪末到中世纪就对黑子作了系统研究，而西方的研究始于 17 世纪望远镜的出现^[9]。黑子数目呈现大约 11 yr 的变化周期。通常的双极黑子由前导和后随两部分组成，并且遵守以下定律：(1) 组成黑子的前导和后随部分极性相反，同一周期两半球的前导黑子极性也相反；(2) 太阳活动极小后，黑子极性发生反转，产生太阳磁场近似 22 yr 的周期，即海尔 (Hale) 周期；(3) 双极黑子的轴相对赤道有大约 4° 的倾斜，前导黑子更接近赤道，即 Joy 定律。在整个周期内，倾角和活动区相对尺度大小基本保持不变^[10]。Maunder (1913) 首次提出了反映黑子纬向迁移随时间变化的蝴蝶图。人们习惯上把由 1755 年开始的黑子周期作为第一个太阳活动周。图 1 是包含太阳第 23 周 (当前太阳活动周) 的蝴蝶图。由图可见：黑子形成两平行赤道的带，在活动周开始时南北半球黑子群的平均纬度分布在 $\pm 30^\circ$ 附近，并随时间向赤道迁移，极大年附近分布在 $\pm 15^\circ$ 左右，活动周末尾分布在 $\pm 8^\circ$ 。日面黑子平均纬度的这种变化也称为 Spörer 定律。

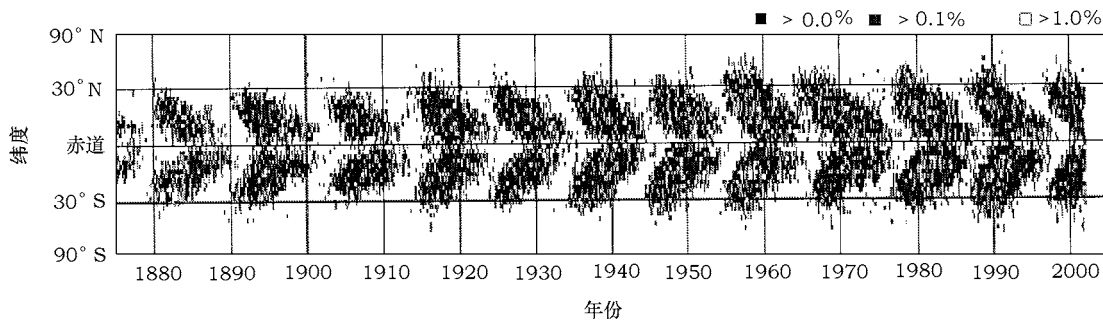
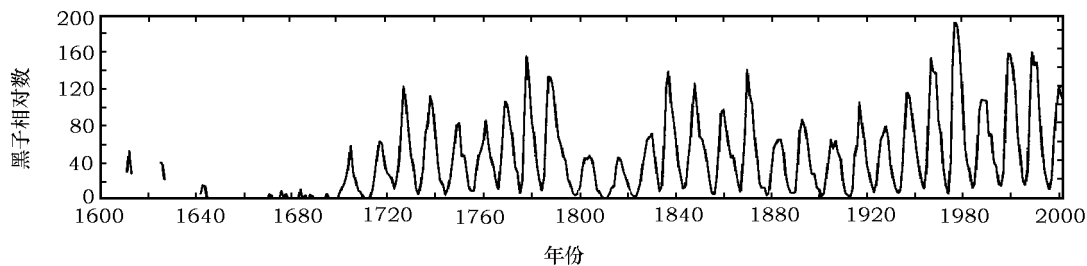


图 1 太阳蝴蝶图^[70]

然而，使用历史记录只能得到 20 来个太阳磁周期的信息，因此不能适应某些理论的需求。幸运的是，根据太阳磁场对进入地球大气宇宙线通量的调制作用，通过对地球同位素丰度如 ^{10}Be 、 ^{14}C 等的分析，可得到历史上各周期太阳磁活动的信息^[11]。Eddy^[12] 以及 Hoyt 和 Schatten^[13] 经计算得出了过去 400 yr 中磁活动的时间变化序列。如图 2，可明显看出以下特征：(1) 17 世纪末 (1645~1715 年) 出现一太阳活动极小，即 Maunder 极小；(2) 奇数周期的幅度基本上超过它前面的偶数周期^[14]。

大尺度太阳磁场的主要特征是轴对称和偶极子场。黑子和活动区倾向于在原活动区域附近出现，寿命可达 6 个月，即在某些经度上有明显的太阳活动，称活动经度^[15,16]。这一现象

图 2 黑子数变化的时间序列图^[1]

表明太阳磁场分布的非轴对称性。Benevolenskaya 等人^[17]对 1996~1997 年太阳极小年间的磁通量分布进行了观测研究,通过极向反转前后通量管旋转速度的比较,发现新活动周的磁通量管在相同的经度上取代了前周期的通量管,从而进一步证实了活动经度现象。

另外,活动区上方的磁环呈现扭曲,衡量这物理特征的量是电流螺度 ($J \cdot b$) 和运动学螺度 ($u \cdot \nabla \times u$),它们的特征也为发电机理论的研究提供了重要线索。由活动区的矢量磁图可直接估计电流螺度的径向分量 ($J_r B_r$)。研究表明,北半球 ($J_r B_r$) 平均为负,南半球平均为正^[18~20]。这一结果与根据活动区 H α 纤维的漩涡形态得到的结论一致,即北半球为左旋,南半球为右旋^[21,22]。X 射线对冕环的观测也曾现相同的半球规则^[23]。

太阳表面大尺度磁场观测中,关于两半球磁场相位的问题对检验发电机理论也很重要。在同一低纬度,径向场相对环向场有一近似 π 的相位滞后;极向场的反转滞后于太阳黑子极大等^[24]。这些观测都为发电机理论的建立提供了线索,同时也有待发电机模型来解释。

2.2 太阳内部动力学特征和相关的发电机知识

以前人们对太阳内部的动力学结构知之甚少,因此在建立模型时通常为了能与观测匹配而作些假设。随着上世纪 80 年代日震学技术的发展,人们对太阳光球层下的结构和物理过程有了更多的认识,进而为建立合理的发电机模型提供了约束。尤其是 GONE (Global Oscillation Network Group, 1995) 和 SOHO - MDI (1996) 出现之后,高质量的日震数据日益增多,又由于数值模拟水平的提高,更好地研究太阳内部的结构和动力学特征成为了现实。其相关的重要成果,就太阳动力学结构来说主要是太阳内部强剪切 (tachocline) 层的确立;就大尺度动力学特征来说主要是子午环流和较差自转。

2.2.1 动力学结构和较差自转

图 3 为太阳内部的动力学结构简图^[25]。光球层下 $0.04 R_{\odot}$ 范围内存在一很薄的径向剪切层,而 $0.96 \sim 0.74 R_{\odot}$ 为对流层。较差自转几乎不依赖于半径,并在其底部存在一过冲层,流体的涡度在很大的时间和空间尺度上相互作用,因此产生强的湍动流,太阳表面的米粒组织是内部湍流的直接证据,也是对流层顶部对流过冲的反映^[26]。 $0.74 \sim 0.67 R_{\odot}$ 是上世纪 90 年代初由日震学发现的一强径向剪切层^[27]。

角速度径向变化的梯度在中纬度处改变符号。太阳内部角速度的分布如图 4 所示^[28]。对流层的角速度几乎无径向分布,而只有纬向分布。低纬度的角速度随纬向增加,高纬度的角速度随纬向减小。 $0.67 R_{\odot}$ 以下为内部核心辐射层,近似刚性自转。角动量通过对流层产生的雷诺应力和相关的大尺度子午流进行运输。

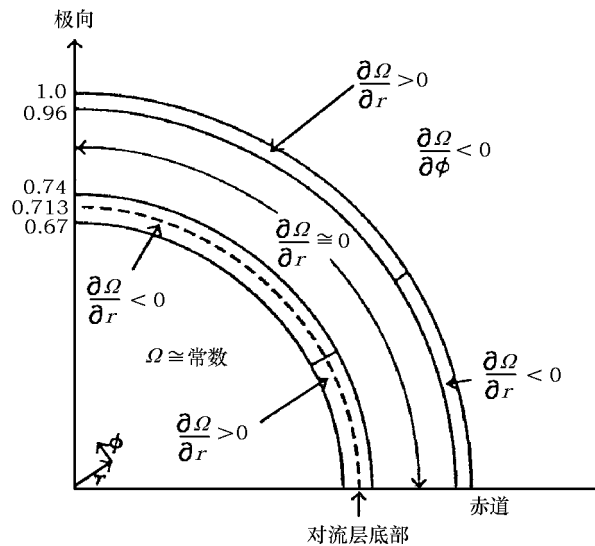


图 3 太阳内部动力学结构 [25]

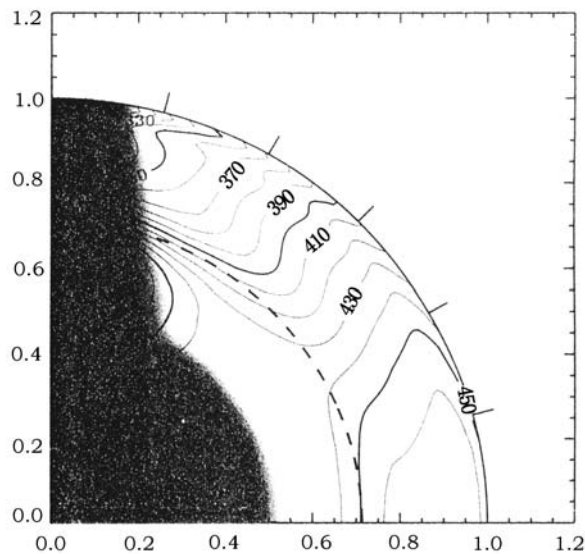


图 4 太阳内部角速度随纬向和径向分布的等强度线轮廓 [28]

虚线表示对流层的底部，阴影区域的数据不可靠。

2.2.2 子午环流

由 Mt. Wilson 天文台对太阳黑子运动所作的长期观测结果分析表明，太阳表面除存在纬向较差自转外，还主要存在子午面内的子午环流。进一步的工作给出，极向表面流的速度大约

为 15 m/s [30]。现代日震学的反演表明, 从对流带上部到 $0.85 R_{\odot}$ 子午流保持极向 (如图 5), 但反向子午流还未观测到。Parker – Youshimula 符号规则指出, 在北半球要使由发电机产生的环向场的波动向赤道向传播, 必须满足 $\alpha(\partial\Omega/\partial r) < 0$ 。而强剪切层的低纬部分 $\partial\Omega/\partial r > 0$ (如图 3), 并且北半球 $\alpha > 0$, 按上述规则, 显然波动应向极向传播, 与观测结果矛盾。若在对流层底部引入赤道向子午流, 携带发电机波向赤道向传播, 可使这一困境得到解决。另一方面, 由质量守恒定律, 极向子午流的物资不会在极区堆积, 因此反向子午流必然存在。Hathaway 和 Nandy [31] 通过对黑子在每一周期内向低纬漂移的研究, 得出对流带底部的反向流速为 1.2 m/s 。Dikpati 等人 [32] 指出通过对太阳内核 Li 燃烧问题的研究, 初步得出子午流的穿透深度可达到过冲层, 即 $0.71 R_{\odot}$ 附近。但子午流被广泛认为是由对流层的湍流应力造成的, 因此在发电机模型中它的值都限制在对流层。在考虑了子午环流以后, 最近的发电机模型能很好地与观测吻合。赤道向

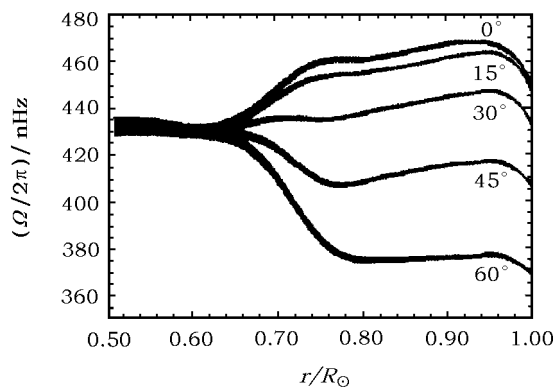


图 6 不同纬度的旋转速度随位置的变化 [1]

由 GONG 的日震学反演得到。

在强剪切层附近, 低纬随半径增大而旋转加快; 高纬恰好相反; 中纬度的旋转几乎不依赖于半径。Gilman 和 Fox [37,38] 指出, 对于非径向的扰动, 在出现环向磁场时纬向较差自转一般是不稳定的。这种旋转的不稳定性和环向场的作用可用来解释强剪切层的结构。强剪切层的确立有着重要意义: (1) 其内的剪切湍流或子午环流使得对流层和辐射内核间的物质得以混和 [39,40], 从而使 Li 的燃烧和 He 的损耗能很好地与日震学的观测结果一致 [41]; (2) 其内的

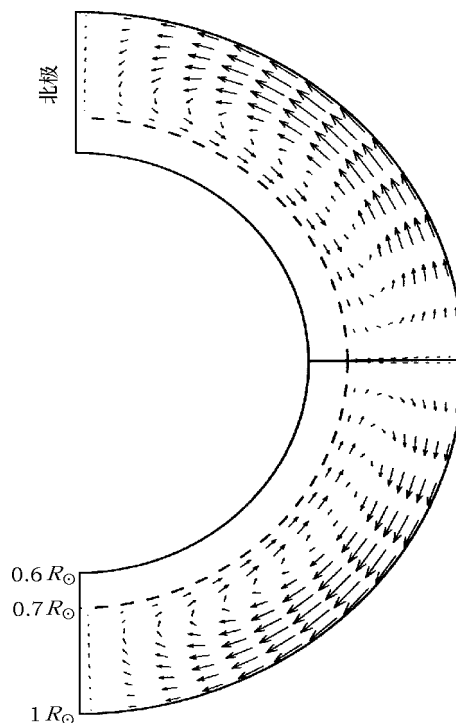


图 5 子午环流 [32]

的子午流速决定了整个太阳活动周期的长度 [33,34], 它直接影响着当前和以后周期的强度 [35]。

2.2.3 强剪切层

Spiegel 和 Zahn [27] 首次对强剪切层作了理论研究。强剪切层位于刚性自转核心层向对流层过渡的区域, 即 $r_c = (0.704 \pm 0.002)R_{\odot}$ 处, 其厚度 w 依赖于角动量的湍流输运效率, $w = (0.052 \pm 0.010)R_{\odot}$ [36], 内部存在很强的径向剪切。图 6 为由 GONG 得到的不同纬度的旋转速度随位置的变化关系。可以看出,

角动量输运可能导致内核的刚性自转; (3) 它是产生震荡发电机的理想场所: 1) 强的径向剪切可产生强度为 10^5 G 的强环向场; 2) 由极向场产生环向场的 α 效应也可在强剪切层中通过磁浮力的不稳定性^[42] 或不稳的浅水 (shallow-water) 模式产生; 3) 由于强剪切一部分位于亚绝热的过冲层中, 环向场能存留较长的时间。

2.2.4 扩散系数

太阳内部与发电机有关的另一重要参数是磁扩散系数 η , 由分子扩散 η_{mol} 和湍流磁扩散 β 两部分组成, 且 $\eta_{\text{mol}} \ll \beta$ 。目前很难直接得出 η 随太阳径向变化的函数。在对流带内部由 $\eta = \frac{c^2}{4\pi\sigma}$ 可得 $\eta \approx 10^4$ cm²/s, 而根据混和长理论, $\eta_t \approx 0.1 lu$, 其中 $l \approx 5 \times 10^9$ cm, $u \approx 3 \times 10^2$ cm/s, 则 $\beta \approx 1.5 \times 10^{11}$ cm²/s, 因此湍流扩散一定包括未知的、对太阳磁场产生有很大影响的物理过程^[43]。现阶段的主流发电机模型基本采用近似图 7 的湍流扩散分布。扩散在 $0.6 R_{\odot}$ 处大约增加 10^8 cm²/s, 在光球层附近 $0.97 \sim 1 R_{\odot}$ 处可达到超米粒的扩散值, 这样使极向场能在较大程度上与观测值相符^[32]。

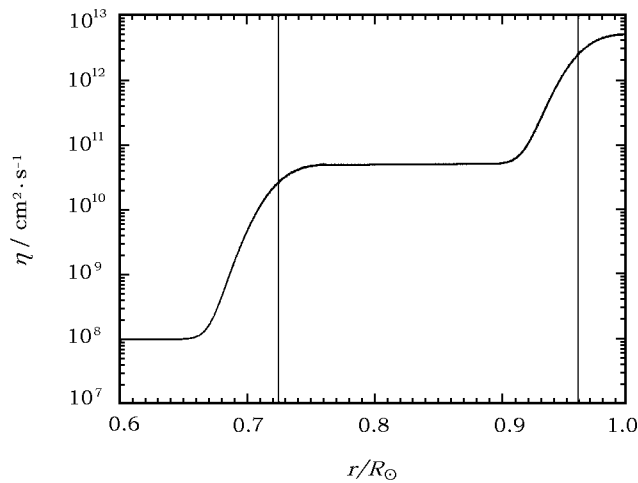


图 7 扩散系数与太阳半径间的关系^[32]

3 基本理论

3.1 平均场理论

目前认为, 维持周期性太阳活动过程的物理机制是太阳等离子体自身运动感应的磁场所表现的周期性现象。设电导率 σ 为空间均匀分布, 由麦克斯韦方程组可得出磁感应方程:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (1)$$

从 (1) 式可以看出, 要得到完全的发电机解必须考虑磁场 $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ 和速度场 $\mathbf{U}(\mathbf{r}, t)$ 之间的耦合, 这即为动力学发电机。完全动力学发电机涉及求解 N-S 方程组和磁感应方程, 是一很复杂的过程, 而目前的计算机很难完成这项工作。现在的发电机理论基本都在给定速度场条件

下求解磁场, 即为运动学发电机。在发电机理论探索初期, 曾有人提出过两个重要的反发电机理论^[44,45]。其一, 若速度场只有太阳自转(不管是否均匀), 不能维持太阳磁场的产生^[46]; 其二, 只有较差自转 $\Omega(r, \theta)$ 和子午环流 U_p 也不能产生轴对称的太阳磁场^[47]。而由于非轴对称与小尺度磁场、速度场有关, 如果采用平均场概念, 则可绕开上面的制约^[44], 即为平均场理论。把磁场和速度场分别分解为

$$\mathbf{B} = \langle \mathbf{B} \rangle + \mathbf{b}, \quad (2)$$

$$\mathbf{U} = \langle \mathbf{U} \rangle + \mathbf{u}, \quad (3)$$

其中 $\langle \mathbf{B} \rangle$ 为平均场, 即大量随机变化的真实磁场集合体的平均^[1]。常用的是空间平均: $\langle \mathbf{B} \rangle = \frac{1}{2\pi} \int d\phi \mathbf{B}$ 或系综平均: $\langle \mathbf{B} \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{B}_i(r, t)$ 。速度 \mathbf{U} 同场强 \mathbf{B} , 且均满足雷诺规则。平均场与大尺度场对应, 而变化场与小尺度场对应, 且与流体湍流有关。把 (2)、(3) 式代入方程 (1), 在一阶平滑近似下(太阳只能近似满足) 可得平均场所满足的方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \mathbf{B} \rangle = \nabla \times (\langle \mathbf{U} \rangle \times \langle \mathbf{B} \rangle + \boldsymbol{\varepsilon}) + \eta \nabla^2 \langle \mathbf{B} \rangle, \quad (4)$$

其中 $\boldsymbol{\varepsilon}$ 是由于湍流速度场和湍流磁场之间相互作用而产生的湍流电动力。 $l \ll H_B$ 时 (l 、 H_B 分别为湍流尺度和平均场标高), 对于均匀各向同性的湍流, $\boldsymbol{\varepsilon} = \alpha \mathbf{B} - \beta \nabla \times \mathbf{B}$, 其中 β 为湍流磁扩散系数。对于弱各向同性的湍流场, 有

$$\alpha \approx -\frac{1}{3} \tau_c \langle \mathbf{u} \cdot \boldsymbol{\omega} \rangle, \quad (5)$$

其中 $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{u}$, τ_c 为湍流涡的反转时间。(4) 式相对于 (1) 式的重要变化是方程中增加了一项 $\alpha \langle \mathbf{B} \rangle$, 正是这一项保证了平均场 $\langle \mathbf{B} \rangle$ 不受两反发电机定理的制约^[9]。该项即为 α 效应, 是一统计平均, 代表小尺度速度场 \mathbf{u} 的螺度, 是由随机变量间的相互作用产生的。它使得太阳大尺度的周期演化得以实现, 是目前一致公认的太阳发电机机制的两基本过程之一。即较差旋转通过剪切预先存在的极向场而产生环向场 (Ω 效应), 再在 α 效应的作用下转换为极向场。对平均场理论的研究进一步发现, 子午环流磁通量的层流输运是发电机机制的另外一重要过程^[48,49]。尽管平均场发电机的平均过程以及一阶平滑近似等都有待于进一步完善, 但人们普遍认为平均场理论抓住了发电机过程的本质。

3.2 平均场发电机的分类

在轴对称条件下, 球坐标系中, 磁场 \mathbf{B} 可分解成

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{\text{环向}} + \mathbf{B}_{\text{极向}} = B(r, \theta, t) \mathbf{e}_\phi + \nabla \times [A(r, \theta, t) \mathbf{e}_\phi], \quad (6)$$

其中 \mathbf{e}_ϕ 为环向单位矢量; B 为环向场分量; A 为极向场矢势, 方向环向。进一步假设速度场只有旋转 $\mathbf{U} = r \sin \theta \Omega \mathbf{e}_\phi$, 同时引入剪切矢量 $\Omega = r \sin \theta \nabla \Omega$, 转换成直角坐标, 代入方程 (4) 可得出磁场的极向和环向部分, 它们分别满足:

$$\partial_t A = \alpha B + \beta \nabla^2 A, \quad (7)$$

$$\partial_t B = \Omega_z \partial_x A - \alpha \nabla^2 A + \beta \nabla^2 B. \quad (8)$$

当(8)式中 α 项远小于 Ω 项时, α 项可被忽略,称为 $\alpha - \Omega$ 发电机;当 Ω 项远小于 α 项时, Ω 项可被忽略,称为 α^2 发电机;当 Ω 项和 α 项相当时,为 $\alpha^2 \Omega$ 发电机。一般 α^2 发电机表现为非振荡形式,环向和极向具有相同阶的强度,这与太阳的特征不符,主要应用于地球发电机理论^[5]。太阳上主要是 $\alpha - \Omega$ 发电机,但在一定边界条件下也可得到振荡形式的 α^2 发电机^[50]。

4 主流发电机模型

自从强剪切层被确定以来,环向场的产生机制基本达成了共识。近来发电机理论争论的焦点主要是极向场问题,即 α 效应的发生位置和实质。与这一问题相对应,关于轴对称发电机模型目前有两种主流观点:界面发电机和通量输运型发电机。

4.1 界面发电机

上世纪70年代,人们开始意识到太阳光球层及其以下的磁场是以很强的、间断的强磁通量管形式存在的。在假设环向通量管强度为60~100 kG时可得到与Joy定律吻合很好的结果。当强度 $|B| < 60$ kG时,环向通量管将在高纬处出现,倾角也与Joy定律不符;当 $|B| > 100$ kG时,通量管在东西方向平行浮现出光球层^[51]。20世纪90年代之前的主要发电机模型所产生的环向场都不超过 10^4 G,原因是一方面模型所产生磁场的动力学反馈会改变平均的较差自转;另一方面认为强环向场和极向场的产生都发生在对流区域或薄的过冲层,这使得强度可达 10^5 G的强环向场阻止了 α 效应的湍动对流的产生,因此阻碍了发电机的运行^[52]。

Parker^[53]提出用界面发电机理论来解决上述困境。他在笛卡尔坐标系下,对线性发电机作了讨论。设 (x, y, z) 分别代表球体中的纬向、环向和径向, $z = 0$ 为上部对流层($z > 0$)和下部剪切层($z < 0$)的界面,且上部对流层和下部剪切层分别具有磁扩散系数 η 和 n ,其中 $\eta > n$ 。由环向场产生极向场的 α 效应发生在 $z > 0$ 的对流层区域,其机制为科氏力作用于上下运动的对流元胞,并使其旋转,之后与速度耦合产生动量涡度。而在 $z < 0$ 的区域有一均匀剪切 $du_y/dz = G$,使得极向场转变为环向场。边界条件的作用是让具有不同磁扩散系数的区域耦合在一起,最终得到以表面波形式在 $z = 0$ 平面沿 x 方向传播的发电机解。界面两侧场强满足

$$\max|B_y^-|/\max|B_y^+| \propto (\eta/n)^{1/2}. \quad (9)$$

当 $\eta/n \gg 1$ 时,在 $z < 0$ 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_y ,使得 α 效应持续运行。

Zhang等人^[54]首次在笛卡尔坐标系中建立了多层界面发电机模型,试图讨论在更加合理的边界条件下界面发电机是如何运行的。如图8所示,他们把研究对象分成4个区域: $-\infty < z < -\Delta$ 的辐射内层、 $-\Delta < z < 0$ 的强剪切层、 $0 < z < d$ 的对流层和 $d < z < \infty$ 的外部真空层,这4个区域具有不同的磁扩散系数,通过3组界面的衔接条件耦合在一起,最

终得到不断增加、水平传播的界面发电机波。该方法能得到强剪切层内磁场的详细结构, 这些磁场结构很大程度上由各区域的磁扩散比率决定。

4.2 通量输运型发电机

既然对流层的湍流不能扭曲 10^5 G 的强环向场, 人们再次引入 Babcock^[55] 和 Leighton^[56] 的理论, 认为极向场由接近太阳表面倾斜的双极活动区的扩散产生, 而环向场仍由强剪切层的强径向剪切作用产生。Choudhuri 等人^[57] 在 Babcock - Leighton 模型 (简称 B - L 模

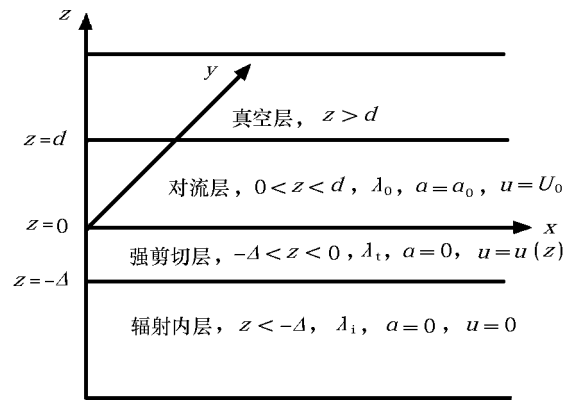


图 8 多层界面发电机模型的分层结构^[53]

型) 中引入了子午环流。子午环流首先带着表面极向场极向运动, 然后被带到强剪切层, 在径向剪切作用下产生环向场, 此即 B - L 通量输运型发电机的简单图像。Dikpati 和 Charbonneau^[58] 在轴对称球坐标系中对该模型作了系统研究。

然而, B - L 通量输运型发电机不能自激, 如在产生 Maunder 极小后不能继续工作, 使得人们去思考是否有其他极向场源存在。Dikpati 和 Gilman^[59] 发现, 根据动力学不稳定性, 使用浅水模型可得到在强剪切层中由非对流因素产生的 α 效应源。不断增加的不稳定的浅水模沿径向传播, 产生交替的涡度, 这些涡度和上下径向运动相互作用, 产生径向平均的运动学螺度, 即 α 效应, 对应强剪切层的通量输运型发电机^[60]。

在球坐标系中, 把速度场表示成

$$\mathbf{U} = \mathbf{u}(r, \theta) + r \sin \theta \Omega(r, \theta) \mathbf{e}_\phi, \quad (10)$$

其中, 等式右边前一项为子午流场, 后一项代表较差自转, 由日震学可得到其表达式。再把 (6) 式代入 (4) 式, 可得到极向和环向分量分别满足:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{r \sin \theta} (\mathbf{u} \cdot \nabla) (r \sin \theta A) = \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) A + \alpha B_\phi + S(r, \theta; B_\phi), \quad (11)$$

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r u_r B_\phi) + \frac{\partial}{\partial \theta} (u_\theta B_\phi) \right] = r \sin \theta (\mathbf{B}_p \cdot \nabla) \Omega - \nabla \eta \times \nabla \times B_\phi \mathbf{e}_\phi + \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \right) B_\phi, \quad (12)$$

式中, (11) 式的 $S(r, \theta; B_\phi)$ 项代表极向场的源。

两种通量输运型发电机模型的区别主要集中在源项 S 的表达式上。图 9 显示了 B - L 通量输运型发电机的解。其中 (a) 图是 $r = 0.7 R_\odot$ 处的环向场强随时间的变化。由图可见, 低纬度处能得到与蝴蝶图吻合很好的赤道向迁移分量, 但在高纬度处却出现了极向迁移, 这是由于强剪切层高纬度负的径向剪切造成的; (b) 图是表面极向场的时间 - 纬度分布, 可得到与观测一致的强极向分支和弱赤道向分支, 但极向场强可达 360 G, 远大于观测值 10 G。这是

轴对称通量输运型模型的共同特点,是中纬度产生的极向场由于子午流的作用而在极区聚积造成的。另外,由这幅图也可得到正确的相位关系,即极区径向场由负到正改变符号时,低纬环向场为正值且接近最大。Dikpati 和 Charbonneau^[58] 还指出,大尺度的空间结构和周期基本由纬向剪切控制,极向和赤道向分支由径向剪切产生。对强剪切层的通量输运型发电机,可产生与图 9 类似的结果,同时在解决 B-L 通量输运型发电机缺陷时,还可得出 $r = 0.7 R_{\odot}$ 处的电流螺度的纬度-时间分布(图 10),这一分布呈现明显左旋,与观测一致,是该模型优于其他模型的显著特征之一。

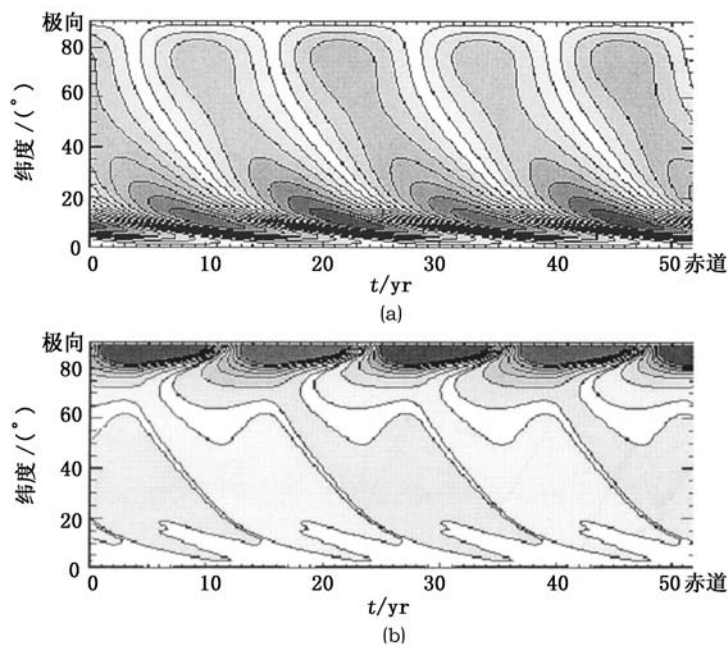


图 9 B-L 通量输运型发电机的时间-纬度分布^[58]

(a) $r = 0.7 R_{\odot}$ 处环向场; (b) 表面极向场。

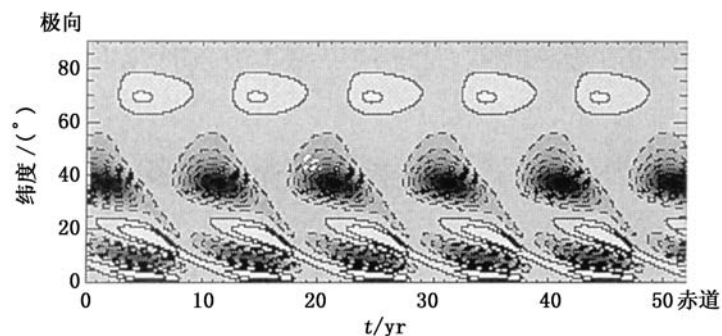


图 10 强剪切层通量输运型发电机 $r = 0.7 R_{\odot}$ 处的电流螺度的时间-纬度分布^[60]

4.3 非轴对称的发电机模型

前面两种模型均为轴对称模型, 因此不能解释太阳活动形成和演化过程中, 诸如活动经度等非轴对称现象。早期的一些发电机模型已表明^[61,62], 在一定的较差旋转和 α 分布条件下, 平均场发电机能产生非轴对称模式。但由于受当时观测的限制, 这些早期模型没能包括正确的纬向和径向较差自转分布。Moss^[63] 利用最新的日震学结果对速度场进行了分析, 他引入非线性的 α 熄火机制 (α -quenched, 即磁场强度达到平衡值时, 磁场将不能扩散和缠绕, 导致湍流磁扩散被抑制, 因而产生的非线性效应), $\alpha = \alpha_0 \cos \theta / (1 + B^2)$, 建立了简单的非轴对称发电机模型。结果表明, 取合适的发电机参数, 在轴对称部分占主导的条件下, 非轴对称的场能与轴对称场共同存在, 这能在一定程度上解释活动经度现象。但 Moss 的工作忽略了如磁浮力、子午流等因素。

Bigazzi 和 Ruzmaikin^[64] 首次利用非轴对称的 α 效应建立了太阳的平均场发电机模型。他们主要讨论了一阶非对称模式的径向和纬向分布, 进而与活动经度问题相联系。对于平均场感应方程 (4), 非对称的场强 B 被分解为

$$B = - \underbrace{r \times \nabla T}_{\text{环向场}} + \nabla \times \underbrace{(-r \times \nabla S)}_{\text{极向场}}, \quad (13)$$

其中 T 和 S 分别代表环向和极向势, 各分量 (如 T) 可展成以下形式:

$$T(r, \theta, \phi) = \sum_{m=0}^N T^m(r, \theta) e^{im\phi} + cc. \quad (14)$$

只考虑 $m = 1$ 和 $m = 0$ 两种模式的耦合, 有

$$(\alpha B)^1 = \alpha^0 B^1 + \varepsilon \alpha^1 B^0, \quad (15)$$

式中 ε 反应了两种模式之间的耦合强度。对 $m = 0$ 和 $m = 1$ 分别采用不同的初、边值条件, 然后数值求解关于环向和极向势 S 、 T 的方程。Bigazzi 和 Ruzmaikin^[64] 得出: (1) 非轴对称模式集中在对流带底部, 即纬度 30° 附近; (2) 非轴对称和轴对称模式间的耦合使得非轴对称部分遵从太阳的活动周期。同时, 他们还得出各模式之间的相位关系。

5 问题和展望

我们对发电机的基础理论、近来的主流模型以及最新的太阳内部的动力学进展作了简单评述。传统的发电机理论主要集中解决与大尺度磁场特征有关的活动区的起源和周期性问题。另一方面, 高分辨率观测发现, 宁静的光球层的小尺度磁场也与太阳活动有着密切关系, 关于它起源的局部发电机理论本文未能涉及。对局部发电机理论, 目前主要有两种观点: 一种认为这种小尺度磁场由大尺度发电机产生; 另一种认为这种磁场由太阳米粒和超米粒组织的湍流和高导电性特征产生, 即快速发电机理论。后一种观点可能更重要些^[65]。

就大尺度发电机理论来说, 虽然现代日震学的发展使其有了很大进步, 然而仍有很多关键问题尚未解决。如: α 效应的确切机制和产生位置、对流带底部子午流的方向和大小及对

赤道向迁移的解释、太阳内核对整个发电机过程的影响、强剪切层的性质以及其如何与强磁场相互作用、湍流磁扩散系数随径向的变化及其物理机制等。其次,太阳磁场的许多行为还需要动力学发电机理论来解释, Tobias^[66] 在 Cartesian 坐标中建立的简单 $\alpha - \omega$ 发电机模型就引入了产生磁场的动力学反馈,这一模型能产生基本的磁周期并导致 Maunder 极小。这方面的进一步发展将依赖于观测手段和计算机大量并行计算能力的提高。

除上面提到的问题外,我们认为目前有以下几个方面的工作很值得去做。第一,利用现有的模型进行太阳活动预报。Schatten 等人^[67] 首次根据太阳发电机理论对 21 太阳周的黑子作了预报,之后他们的工作不断得到完善^[68,69]。后人根据简单的 Bobcock 唯像模型,提出了新的 SODA (Solar Dynamo Amplitude) 预报因子,并对 23、24 周的太阳活动进行了预报。这些工作给了我们很大启发。太阳发电机理论最终目的之一是要更好地预报太阳活动,而把最新模型与预报联系起来的工作,以及利用现有的模型解释某一周期活动特征的工作很少,这应是我们今后努力的方向之一;第二,发电机解的一个自由参数——湍流扩散系数的研究工作也有待进一步深入。上世纪 70、80 年代对太阳表面磁扩散的研究做得比较多。随着观测技术的提高,根据观测反推内部的磁扩散特征也应是今后努力的方向;第三,太阳核心一直被现有大多数模型忽略。Schubert 和 Zhang^[50] 对其在多大程度上会影响整个发电机过程作了初步探讨,还有许多具体问题仍需要仔细研究。

随着观测技术的进一步提高,如 Yohkoh 和 SOHO 通过不断更新仪器将得到更好的观测资料。计划于 2005 年 9 月发射的 Solar-B 包括光学、极紫外、X 射线仪器,它将提供太阳磁场和日冕相互作用的大量信息。另外,2007 年 NASA 将发射太阳动力学天文台。这些高分辨率的观测将在更大范围尺度上提供更多的太阳磁场的时间和空间演化信息,再加上现代计算机能力的提高,太阳发电机理论有望得到更大发展。

参考文献:

- [1] Ossendrijver M. *Astron. Astrophys. Rev.*, 2003, 11: 287
- [2] Hathaway D H, Nandy D, Wilson R M *et al.* *ApJ*, 2003, 589: 665
- [3] Keer R A. *Science*, 1995, 269: 633
- [4] Moffatt H K. *Magnetic Field Generation in Electrically Conduction Fluids*, Cambridge: Cambridge University Press, 1978: 108
- [5] Hoyng P. In: Schmelz J T, Brown C eds. *The Sun: A Laboratory for Astrophysics*, Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1992: 99
- [6] Parker E N. *ApJ*, 1955, 121: 491
- [7] Steenbeck M, Krause F, Raudler K H. *Z. Naturforsch.*, 1966, 21: 369
- [8] 林元章. *天文学进展*, 2002, 20(1): 23
- [9] Tobias M S. *Roy. Soc. of London Phil. Tr. A*, 2002, 360: 2741
- [10] Harvey K L, Zwaan C. *Sol. Phys.*, 1993, 148: 85
- [11] Beer J. *Space Sci. Rev.*, 2000, 94: 53
- [12] Eddy J A. *Science*, 1976, 192: 1189
- [13] Hoyt D V, Schatten K H. *ApJ*, 1997, 239: L3
- [14] Gnevyshev M N, Ohl A I. *Astron. Zh.*, 1948, 25: 18
- [15] Gaizauskas V, Harvey K L, Harvey J W *et al.* *ApJ*, 1983, 265: 1956
- [16] Brouwer M P, Zwaan C. *Sol. Phys.*, 1990, 129: 221

- [17] Benevolenskaya E E, Hoeksema J T, Kosovichev A G *et al.* ApJ, 1999, 517: L163
- [18] Seehafer N. Sol. Phys., 1990, 125: 219
- [19] Pevtsov A A, Canfield R C, Metcalf T R. ApJ, 1994, 425: L117
- [20] Bao S, Zhang H. ApJ, 1998, 496: L43
- [21] Hale G E. Nature, 1927, 119: 708
- [22] Zirker J B, Martin S F, Harvey K *et al.* Sol. Phys., 1997, 175: 27
- [23] Low B C. Sol. Phys., 1996, 167: 217
- [24] Petrovay K. In: Noordwijk A W ed. Proc. of the 1st Solar and Space Weather Euroconference, Netherlands: ESA Publications Division, 2000, 463: 3
- [25] Gilman P A. Sol. Phys., 2000, 192: 27
- [26] 林元章. 太阳物理, 北京: 科学出版社, 2000: 144
- [27] Spiegel E A, Zahn J P. A&A, 1992, 265: 106
- [28] Schou J, Antia H M, Basu S *et al.* ApJ, 1998, 505: 390
- [29] Charbonneau P, Dikpati M, Gilman P A. ApJ, 1999, 526: 523
- [30] Haber D A, Hindman B W, Toomre J *et al.* ApJ, 2002, 570: 855
- [31] Hathaway D, Hindman B W, Toomre W *et al.* ApJ, 2003, 589: 665
- [32] Dikpati M, Toma G D, Gilman P A *et al.* ApJ, 2004, 601: 1136
- [33] Kúker M, Ruediger G, Schultz M. A&A, 2001, 374: 301
- [34] Nandy D, Choudhuri A R. Science, 2002, 296: 1671
- [35] Corbard T, Jiménez-Reyes S J, Tomczyk S *et al.* In: Wilson A ed. Proc. of the SOHO 10/GONG 2000 Workshop, Spain: EdP-Sciences, 2001: 265
- [36] Dikpati M, Toma G D, Gilman P A *et al.* ApJ, 2004, 601: 1136
- [37] Gilman P A, Fox P A. ApJ, 1997, 484: 439
- [38] Gilman P A, Fox P A. ApJ, 1999, 510: 1018
- [39] Brun A S, Turck-Chieze S, Zahn J P. ApJ, 1999, 525: 1032
- [40] Schatzman G, Zahn J P, More P. A&A, 2000, 364: 876
- [41] Richard O, Vauclair S, Charbonnel C *et al.* A&A, 1996, 312: 1000
- [42] Ferriz-Mas A, Schmitt D, Schuessler M. A&A, 1994, 289: 949
- [43] Parker E N. The Sun as a Plasma Laboratory, 口头报告, 北京, 2004
- [44] Zhang K K, Liao X H. ChJAA, 2003, 3: 12
- [45] 林元章. 太阳物理, 北京: 科学出版社, 2000: 441
- [46] Cowling T G. MNRAS, 1934, 140: 39
- [47] Bullard E C, Gellman H. Phil. Tran. R. Soc. Lond, 1954, 312: 179
- [48] Choudhuri A R, Schuessler M, Dikpati M. A&A, 1995, 303: L29
- [49] Charbonneau P, Dikpati M. ApJ, 2000, 543: 1027
- [50] Schubert G, Zhang K. ApJ, 2000, 532: L149
- [51] Fan Y, Fisher G H, DeLuca E E. ApJ, 1993, 405: 390
- [52] Markiel J A, Thomas J H. ApJ, 1999, 523: 827
- [53] Parker E N. ApJ, 1993, 408: 707
- [54] Zhang K, Liao X, Schubert G. ApJ, 2004, 602: 468
- [55] Babcock H W. ApJ, 1961, 33: 572
- [56] Leighton R B. ApJ, 1969, 156: 1
- [57] Choudhuri A R, Schussler M, Dikpati M *et al.* A&A, 1995, 303: L29
- [58] Dikpati M, Charbonneau P. ApJ, 1999, 518: 508
- [59] Dikpati M, Gilman P A. ApJ, 2001, 551: 536
- [60] Dikpati M, Gilman P A. ApJ, 2001, 559: 428
- [61] Stix M. A&A, 1976, 47: 121
- [62] Ivanova T S, Ruzmaikin A. Astron. Nachr., 1985, 306: 177

- [63] Moss D. MNRAS, 1999, 306: 300
- [64] Bigazzi A, Ruzmaikin A. ApJ, 2004, 604: 944
- [65] Cattaneo F, David W. Astron. Geophys., 2001, 42: 18
- [66] Tobias S M. A&A, 1997, 322: 1007
- [67] Schatten K H, Scherrer P H, Dikpati M *et al.* GRL, 1978, 5: 411
- [68] Schatten K H, Myers D J, Sofia S *et al.* GRL, 1996, 6: 605
- [69] Schatten K H. Adv. Space Res., 2003, 32: 451
- [70] <http://science.nasa.gov/ssl/pad/solar/images/bfly.gif>

Progress in Solar Dynamo Theories

JIANG Jie, WANG Jing-xiu

(*National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China*)

Abstract: The solar dynamo, which explains the origin and the evolution of all magnetic fields observed on the sun, is the fundamental and essential question of Solar Physics. Scientific inquiry into the question is more than an academic exercise. It is important to the development of space technology and the prediction of terrestrial climate. With the development of helioseismology, the solar dynamo has made great progresses. Starting from the observation, the paper summarizes some observations on the solar surface and the dynamic construction interior. The basic theories and the central models are introduced. Some unsolved problems are discussed.

Key words: astrophysics; solar dynamo; review; large scale; magnetism