

第 3 章

太阳对流、自转和子午环流

在标准太阳模型中,太阳作为一个稳定球对称球体,所有物理参数仅仅与太阳半径有关。实际上,太阳中有各种偏离球对称的结构和运动。

3.1 太阳对流

3.1.1 米粒结构

太阳表面除了很明显的太阳黑子外,最明显的组织结构就是米粒组织。在大气宁静度很好的时候,利用高速摄影拍摄的太阳白光照片上,能看到米粒状结构,称为米粒组织(Granulation)。通过空间飞行器从太空拍摄的高质量太阳白光照片上,可以看到每个米粒多数呈现多边形结构。

图 3.1 为 1997 年利用瑞典真空太阳望远镜所拍摄的太阳光球米粒照片。利用高质量的太阳米粒组织照片,可以直接测量米粒大小。

定义米粒直径为 $D=2\left(\frac{A}{\pi}\right)^{1/2}$, A 为米粒亮度超过周围暗区一定阈值所占面积,则 D 的值在 $0.1''\sim 2.6''$ 。而且米粒数目随直径增大而减少。米粒的平均直径约 $1.4''$ (1000km),相邻米粒之间的距离 d 在 $0.6''\sim 4.6''$,平均距离为 $1.9''$ (1400km)。米粒间暗径(较暗的区域)宽度大多为 200~300km,而且所有的暗径是相通的。米粒与周围暗径的亮度差别大约为 10%~20%,随日冕位置和波长略有变化。

利用日冕中心米粒谱线的多普勒(Doppler)位移,可以得到米粒中物质的视向(垂直于日面)速度 V_r ,对太阳边缘米粒谱线的多普勒位移测量,可以得到米粒物质的水平速度 V_h 。由于太阳大气的各种影

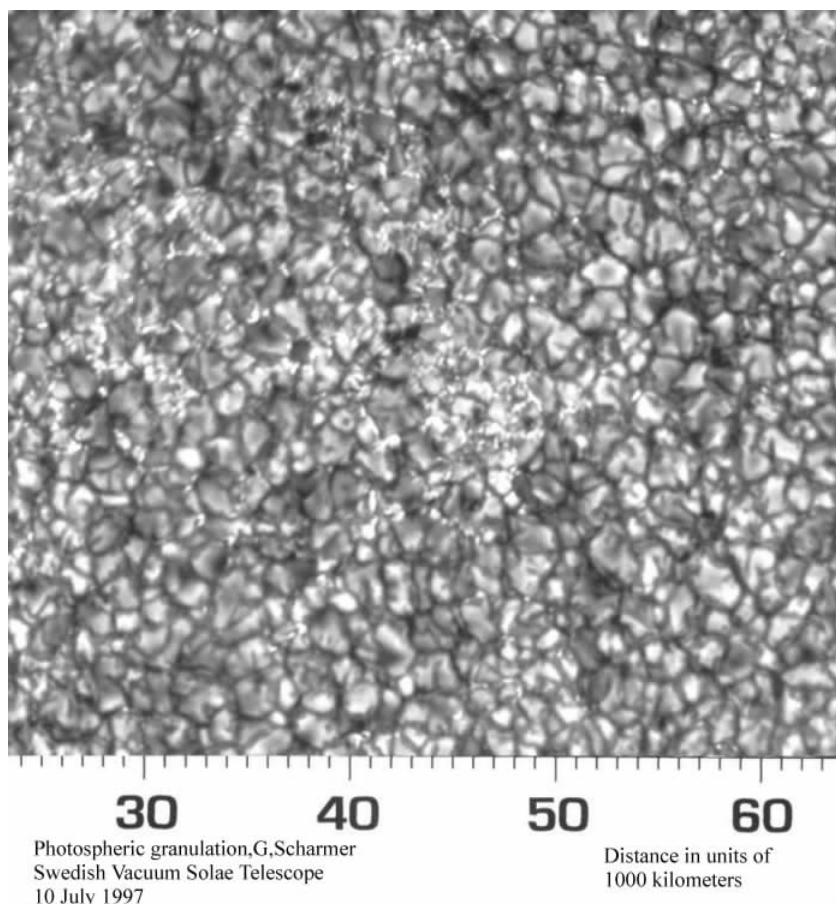


图 3.1 米粒组织

(图片来源于 <http://solarscience.msfc.nasa.gov>)

响,对米粒物质的速度测量差别较大,一些作者给出米粒物质视向速度为 0.4km/s ,水平速度 0.25km/s ,也有一些作者给出视向速度达到 1km/s 。

观测表明米粒向上运动速度与米粒亮度之间有很好的相关性。同时,发现太阳黑子附近的米粒面积较小,在距离黑子边缘约一个黑子半径处,米粒之间距离减小到平均值的 20% 。光斑附近米粒的亮度与周围反差也下降一半左右。这些都表明米粒受到周围其他结构的影响。

3.1.2 超米粒组织

Hart 测量太阳自转时,曾经提出在光球中似乎存在一种尺度和

时标都比米粒组织大的对流速度场。Leighton 采用谱线蓝翼和红翼相减获得的照片中,完全肯定了这种大尺度对流场的存在,并称为超米粒组织。利用 Doppler 位移确定太阳圆面上的物质视向速度时,发现这些物质速度场分布形成大尺度的结构,如图 3.2 所示。图 3.2 为 1996 年空间观测的速度场分布,很明显地显示出了整个太阳圆面上的超米粒结构。红色和蓝色分别对应向外和向内的视向速度。

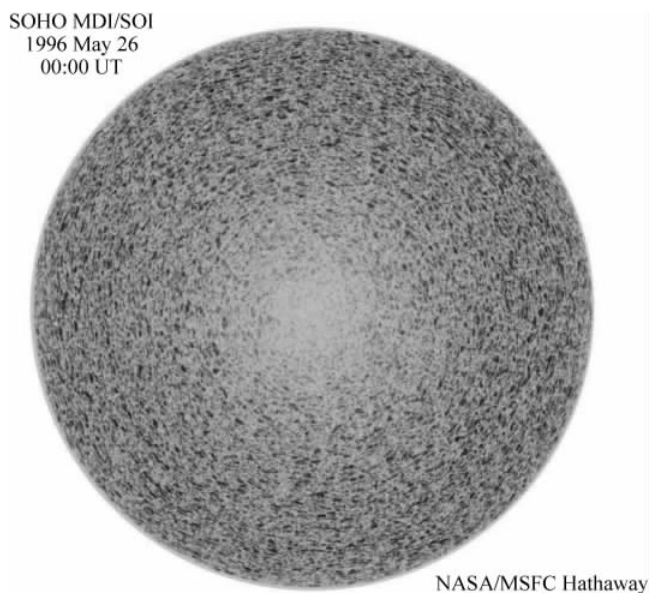


图 3.2 太阳整体圆面上的超米粒结构(<http://solarscience.nasa.gov>)

观测表明整个太阳表面存在许多主要沿日面水平方向流动的超米粒元胞。尺度大约为 $20000 \sim 54000 \text{ km}$, 平均约 32000 km ($40''$)。由超米粒中心向边界的水平流动速度为 $0.3 \sim 0.5 \text{ km/s}$ 。超米粒中心向上的速度小于 0.02 km/s , 元胞边界向下的速度约 0.1 km/s 。由于超米粒中心与边界之间的亮度反差小于 0.1% , 难以从亮度拍摄图像上得到超米粒组织结构。

3.1.3 中米粒组织

Novermber 等人对观测到的日面速度场资料消除太阳震动,并消除米粒组织和超米粒组织速度场之后,发现太阳大气中还存在一种尺度介于米粒和超米粒组织之间的网络状速度场,平均尺度大约为 7000 km , 称为中米粒组织。Title 以及 Brandt 等测量表明中米粒的物

质移动以水平为主,水平速度可以达到 1km/s,垂直速度只有 60m/s。其寿命约为 2 小时(如表 3.1 所示)。

表 3.1 米粒和超米粒结构参数

	米粒	中米粒	超米粒
平均直径	1000km	7000km	32 000km
平均相邻中心距离	1400km	7000km	32 000km
中心亮度/边缘亮度	10%~20%		<0.1%
平均寿命	6min	2h	40h
中心速度	向上 0.45~1.0km/s	向上 0.06km/s	向上<0.02km/s
边界速度	向下		向下<0.1km/s
水平速度	0.25km/s	0.1km/s	0.3~0.5km/s
总元胞数	4×10^6	10^5	5×10^3

3.2 对流模型

在实验室中,将油放入油槽中,并加入一定的铝粉,对油槽的底部加热,油槽中的油由于上下温度差而发生对流。油中的铝粉呈现多边形结构。拍摄后与太阳米粒照片比较发现,两者具有类似的结构。表明太阳表面米粒组织应该是太阳内部对流气团冲击光球产生的图样。理论进行的对流数值模拟计算,得到了与太阳米粒组织相似的结构。因此认为米粒组织正是太阳内部对流的证据。

3.2.1 对流发生的判据

太阳内部的平衡不是一种稳定平衡,任何扰动将导致大规模质量运动,形成对流。

考虑太阳内部一个小体积元,假定在某种扰动下体积元向上移动了 dr 距离,由于外部压力随位置升高而减少,因而体积元膨胀(在没有发生热交换的情况下),直到内压力与外压力达到平衡。

假定 p' 和 ρ' 分别表示流体元内部的压力和密度, p 和 ρ 表示外界环境的压力和密度,以下标 1 和 2 分别表示流体元初始位置的参数和上升 dr 后的参数。在初始位置应该有

$$\rho'_1 = \rho_1 \quad \text{和} \quad p'_1 = p'$$

(3.1)

流体元受到扰动上升和膨胀后,压力与外界保持平衡:

$$p'_2 = p_2$$

(3.2)

但是密度与外界不一致。在绝热膨胀中,压力和密度满足关系:

$$p = K\rho^\gamma \quad (3.3)$$

其中 K 为常数; 比热比 $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = 1 + 2/n$, n 为有效自由度。 γ 值总是在 $1 \sim 5/3$ 之间。

因此可以得到膨胀后流体元内部的密度为

$$\rho'_2 = \rho'_1 (p'_2/p'_1)^{1/\gamma} \quad (3.4)$$

判断流体元在受到扰动后是否稳定,需要确定流体元在受到扰动后的位置是继续上升还是返回原位。如果继续上升,则流体是不稳定的,反之流体是稳定的。而流体元是否上升,可以比较流体元内部密度与外部流体的密度,当流体元内部物质密度比周围流体密度小时,流体元受到浮力作用将继续上升,流体是不稳定的。因此不稳定的条件就是 $\rho'_2 < \rho_2$, 结合上面的几个关系,可以表示为

$$\rho_1 (p_2/p_1)^{1/\gamma} < \rho_2 \quad (3.5)$$

将上式中的指数项按 Tayler 展开,仅保留一阶小量。利用理想气体公式:

$$p = \frac{k}{\mu m_H} \rho T \quad (3.6)$$

其中 k 为波尔兹曼(Boltzmann)常数; m_H 为氢原子质量; μ 为平均原子量。可以得到流体对流不稳定的条件为

$$-(1 - 1/\gamma) \frac{T}{p} \frac{dp}{dr} < -\frac{dT}{dr} \quad (3.7)$$

这里所有量换成了流体初始位置的量,将下标和角标去除。

在绝热条件下,将式(3.3)中的 ρ 代入式(3.6),可以得到

$$p^{(1-1/\gamma)} = \frac{1}{K^{1/\gamma}} \frac{k}{\mu m_H} T \quad (3.8)$$

对式(3.8)微分后再除以式(3.8)两边,可以得到

$$\frac{dT}{T} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{dp}{p} \quad (3.9)$$

对式(3.9)两边乘上 $1/dr$ 后,得到温度随位置的梯度为

$$\frac{dT}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{p} \frac{dp}{dr} \quad (3.10)$$

由于式(3.10)是在绝热条件式(3.3)下推导的,所以式(3.10)表示的温度梯度 $\frac{dT}{dr}$ 也称为绝热梯度,记为 $\left(\frac{dT}{dr}\right)_{ad}$ 。所以在绝热条件下:

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_{ad} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{p} \frac{dp}{dr} \quad (3.11)$$

式(3.7)中, $\frac{dT}{dr}$ 代表实际流体温度梯度, 通常表示成辐射场温度梯度 $\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{rd}}$ 。由于太阳内部 $\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{ad}}$ 和 $\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{rd}}$ 都是负值, 因此流体对流不稳定的判断条件式(3.7)可以写成:

$$\left|\frac{dT}{dr}\right|_{\text{ad}} < \left|\frac{dT}{dr}\right|_{\text{rd}} \quad (3.12)$$

式(3.12)就是流体的史瓦西(Schwarzschild)对流判据。

当流体满足史瓦西判据时, 受到向上扰动的气团继续上升, 而受到向下扰动的气团将由于密度总比周围大而不断下降, 这样就形成了热气团上升和冷气团下降的对流运动, 并进行能量传递。在对流状态下区域温度梯度的精确描述, 目前还没有完善的对流理论, 通常采用近似的混合长理论。

3.2.2 混合长理论

对于粘滞系数大的流体, 对流具有湍动性。对湍动流体的精确定量描述是尚未解决的理论问题。对流体的对流目前通用的是半经验的混合长理论。

混合长理论是在分子平均自由程理论影响下, 由 G. I. Taylor、W. Schmidt 和 L. Prandtl 等人提出的, 后来由 L. Biermann 和 H. Siedendopf 发展了恒星大气对流理论。在对流中, 定义混合长 l 为对流运动中温度比周围流体高的气团上升路程 l 后, 与周围气体混合而瓦解, 并释放能量; 同时, 温度比周围流体低的气团, 下降距离 l 后, 吸收能量而与周围流体混合并瓦解。

由于混合长 l 的具体数值难以确定, 通常假定混合长 l 与其他大气参数之间存在一定的关系, 如假定混合长 l 等于大气的压力标高、密度标高、温度标高或者太阳的米粒直径等。最简单的模型是假定混合长 l 等于气团的直径(米粒直径)并进行半定量讨论。

假定体积为 l^3 的气团上升距离 Δr 后, 热含量(焓) $\rho C_p l^3 T$ 与周围气体的差值与温度差成正比。定义对流能流 F_c 为单位时间内单位截面面积输送的焓, 则

$$F_c = \rho C_p v l \left[\left(\frac{dT}{dr}\right) - \left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{ad}} \right] \quad (3.13)$$

其中 $v = \frac{dr}{dt}$ 为气团上升速度。

在上升距离 Δr 后, 气团温度超过周围气体的温度 ΔT 。如果气团

与周围保持压力平衡,则气团密度将下降 $\Delta\rho$,因而气团上升的浮力为 $g\Delta\rho l^3$ 。

假定气体为理想气体,同时气团内外压力平衡,假定气团的温度差和密度差为小量,因此:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -\frac{\Delta T}{T} \quad (3.14)$$

故浮力为 $g\rho l^3 \frac{\Delta T}{T}$ 。气团上升受到的流体阻力为 $\rho v^2 l^2$ 。假定气团为匀速运动,上升的浮力与阻力平衡,则有 $g\rho l^3 \frac{\Delta T}{T} = \rho v^2 l^2$,因此流体速度可以表示为

$$v = \left[gl \left(\frac{\Delta T}{T} \right) \right]^{1/2} \quad (3.15)$$

根据混合长的定义,气团上升 l 后瓦解。在完全瓦解瞬间气团与周围气体的温度差为

$$\Delta T = \left[\left(\frac{dT}{dr} \right) - \left(\frac{dT}{dr} \right)_{\text{ad}} \right] l \quad (3.16)$$

将式(3.16)和式(3.13)代入式(3.15)后,可以得到

$$v^3 = \frac{glF_c}{\rho C_p T} \quad (3.17)$$

这里给出了米粒参数米粒上升速度、米粒直径、密度、温度以及对流能流之间的关系。

在太阳大气中,将太阳对流层进入光球的能量作为全部对流传输能量,因此可以将太阳光球表面单位面积辐射功率(单位时间单位面积辐射的能量)作为 F_c 。因而可以测定式(3.17)中所有参量。对米粒组织的观测结果基本证实了式(3.17)的正确性。同时,还可以从上述方程中得到米粒与周围气体的温度差。

另一种较为精确的混合长理论是假定混合长与气体压力标高有关:

$$l = \alpha H_p \quad (3.18)$$

其中 $H_p = -1/\left(\frac{dp}{dr}\right)$, α 为与对流传能效率有关的常数。通常认为 α 的值在 1~2 之间。

利用混合长理论,只能对一些平均量做出估算,如对流能流、气团和周围气体的平均温度差、气团平均速度等。

3.2.3 对流层模型

精确的对流层理论应该从粘性流体运动方程、质量平衡、能量平衡和物态方程联合求解,获得对流运动的定量描述。

粘性流体的运动方程纳维-斯托克斯(Navier-Stokes)方程:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \rho(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla p + \nu \rho \nabla^2 \mathbf{V} + g \nabla^2 \rho \quad (3.19)$$

其中 ν 为粘滞系数; g 为重力加速度。式(3.19)式左边第二项为惯性项,右边三项分别代表流体的压力梯度、粘滞力和重力。惯性项与粘滞项的量纲比值为流体的雷诺数 R :

$$R = \frac{V^2}{l} \left/ \left(\nu \frac{V}{l^2} \right) \right. = \frac{VL}{\nu} \quad (3.20)$$

当 $R \ll 1$ 时,粘滞力占优势,惯性项(非线性)可以忽略,方程有线性解,为层流;而当 $R \gg 1$ 时,粘滞项可以忽略,方程退化为考虑重力场的 Euler 方程,由于没有粘滞阻止层流中的扰动,解变成湍流。太阳对流层就是这种情况。方程的求解还需要有质量平衡方程、物态方程和能量平衡方程。

质量平衡方程:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{V} = 0 \quad (3.21)$$

物态方程:

$$\left(\frac{dp}{dr} \right) = - \frac{\mu g}{RT} \rho \quad (3.22)$$

能量平衡方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho U + \frac{1}{2} \rho V^2 \right) = -\nabla \cdot \left[F_H + \rho \mathbf{V} \left(\frac{1}{2} V^2 + H \right) \right] + \rho \mathbf{V} \cdot \mathbf{g} \quad (3.23)$$

以上方程中, μ 为平均原子量; R 为气体常数; U 为气体内能; F_H 为有辐射和热传导引起的非对流能流; H 为气团单位质量的焓。

式(3.20)~式(3.23)的联合求解只能进行数值解。数值结果显示混合长理论所给出的结果基本是合理的。

值得注意的是,在满足 Schwarzschild 判据的区域为对流区。但是由于对流的团具有一定的速度,因此会将扰动带入对流边界外,这个现象称为对流过冲(overshoot)。过冲发生在对流层上方和下方两个部分。太阳表面观测到的米粒组织就是对流层顶部气团过冲的图像。

3.3 太阳转动

早在公元 1 世纪,古代中国人就发现太阳的圆面上有“黑鸟”飞过,并根据这些预测凶吉。直到 17 世纪初,Galileo 利用他所发明的望远镜对太阳上的这些特征物进行了观测描绘,确定这些特征物的形态,就是目前定义的阳光黑子。图 3.3 是 Galileo 所记录的阳光黑子。

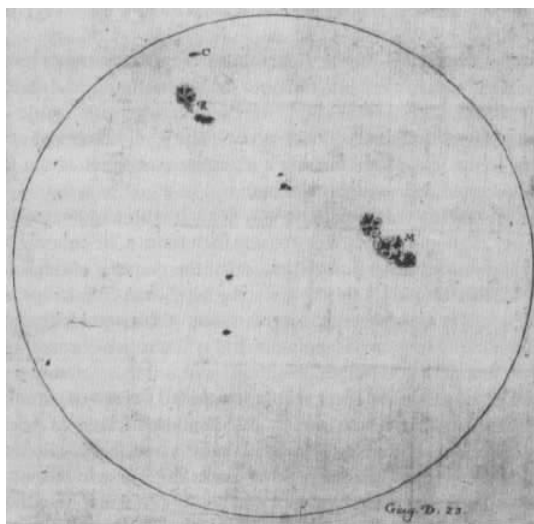


图 3.3 Galileo 记录的黑子

在发现了太阳黑子的同时,人们发现太阳上的这些黑子是在不断运动的。图 3.4 是在 Galileo 去世后,由 Hevelius 所描绘的太阳黑子运动。

由太阳黑子从东向西的移动,人们容易理解到太阳是在自转。根据粗略的观测,可以得到太阳的自转周期大约是 27d。

太阳较差自转现象的发现也有将近 400 年。1630 年,Christoph Scheiner,发现在赤道附近的太阳黑子比在极区附近运动速度更快。1863 年,R. C. Carrington 通过观测太阳黑子,发现日面各个纬度处的自转周期并不一样。赤道区域转得更快,周期大约只有 25d,而南北纬度 30° 处自转周期长达 26.2d; 纬度越高周期越长,两极区域自转最慢。这种现象称为较差自转(Differential Rotation),更准确地应该称为纬向较差自转,以区别于后面要讨论的径向较差自转。

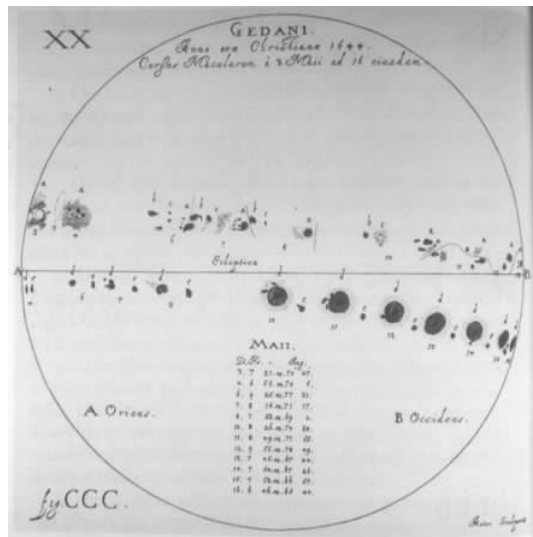


图 3.4 Hevelius 所描绘的太阳黑子运动

观测表明,太阳表面纬向较差自转可以表示为如下形式:

$$\omega = A - B\sin^2\varphi - C\sin^4\varphi \quad (3.24)$$

其中 ω 为自转角速度, φ 为纬度, ω 、 A 、 B 和 C 都是角速度。 A 、 B 和 C 为三个系数, A 代表太阳表面赤道处的自转角速度, B 和 C 代表纬向较差程度。在不同的测量条件下略有不同。由于黑子一般出现在低纬度区域, 很难用黑子测量出高纬度区域的自转速率, 同时黑子随时间也在不断变化, 而且黑子本身有自行, 根据黑子测量得到的自转有一定的偏差。为了克服这些缺陷, 20 世纪初开始用光谱方法测量太阳的转速。具体方法是对同一条光谱线测定其在日面东、西边缘的波长差, 然后按多普勒效应计算视向速度。这个方法的精度很高, 对没有黑子的宁静日面也可以使用, 并能从赤道一直测到两极区域。图 3.5 给出太阳表面纬向较差自转速度随纬度的变化, 图中分别给出利用太阳黑子、太阳磁场结构、多普勒速度测量(超米粒结构和直接速度观测)的结果。表 3.2 列出了由不同示踪物和光谱法所测量的式(3.24)中的 A 、 B 、 C 值。

太阳自转除了表面纬向较差自转, 还存在沿着半径方向不同深度的变化, 称为径向较差自转。对太阳内部自转的变化, 主要依赖太阳震动的观测反推得到。

理论研究表明, 太阳震动频率将因自转而发生漂移, 因而可由测

定源于不同深度的振动模式的频率变化来推测自转速度随深度的变化。由太阳振动频率分裂观测结果反演得到太阳赤道自转角速度随深度的变化。图 3.6 为 由 MDI 卫星数据得到的太阳内部自转速度的分布。上下为太阳的两极。

表 3.2 太阳表面纬向较差自转系数

作 者	观 测 资 料	A(°/d)	B(°/d)	C(°/d)
Howard 等	Wilson 天文台 黑子 观测 (1921—1984)	14.552	2.84	
Balthasar 等	Greenwich 天文台 黑子 观测 (1874—1976)	14.551	2.87	
Snodgrass	Wilson 天文台 谱线 观测 (1967—1984)	14.050	1.492	2.606
Nweton 和 Nunn	Greenwich 天文台 (面积较 大) 黑子 观测 (1878—1944)	14.368	2.69	
Timothy 等	空间飞行器 Skylab 对冕洞 的观测 (1973)	14.23	0.4	

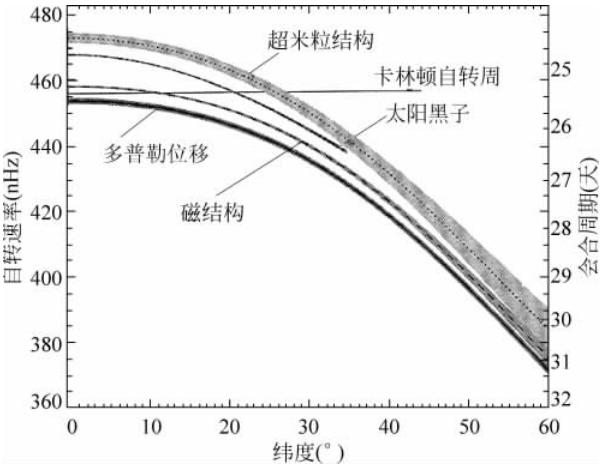


图 3.5 太阳表面纬向较差自转速度随纬度的变化
分别利用太阳黑子、太阳磁场结构、多普勒速度测量(超米粒结构和直接速度观测)的结果

从图 3.7 可以看出,在对流层底部存在着强烈的较差自转。而在其他部分,基本接近于刚性自转。在高纬度区域,自转速度变化尤其突出。通常将对流层底部存在较差自转强烈的区域称为 Tachocline 层。

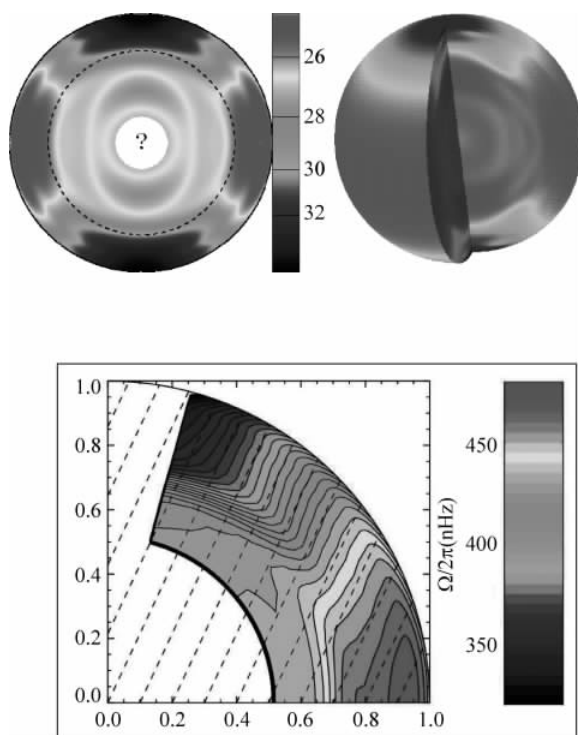


图 3.6 MDI 观测太阳震动数据推导得到的太阳内部自转速度分布

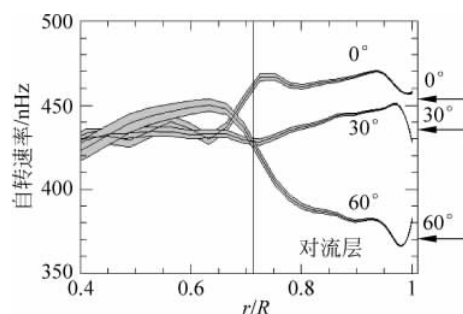


图 3.7 不同纬度太阳内部自转速度随半径的变化

关于太阳较差自转的整体起源问题,虽然还未解决,不过对于太阳表面纬向较差自转,在理论上已能借助子午环流的平均场模型予以解释。所谓子午环流是指在太阳子午面上的环流系统。Howard 和 Gilman 等人于 20 世纪 80 年代分析了 Wilson 天文台对太阳表面的速度场观测资料之后,发现太阳大气中存在南北向和径向流动的环流系

统。根据这一事实,一些作者从理论上发展了平均场模型,其物理图像为:由于太阳自转,光球下面的对流将被科里奥利(Coriolis)力扭曲,使对流能量传输依赖于纬度,形成子午环流,从而破坏不同纬度间的能量平衡,导致角动量由太阳极区向赤道迁移,造成太阳表面低纬区域的自转比高纬区域快。不同作者对雷诺应力的不同处理得到的结果不同,这种理论解释是否正确,尚待进一步检验。

太阳表面较差自转的精确测量并不容易。若利用太阳黑子、光斑、谱斑,或暗条和磁场结构作示踪物测量太阳自转,由于受到这些示踪物本身变形和自行等演化的影响,只能用长期观测的大量资料求统计结果。而采用测量谱线多普勒位移的方法,则受到太阳表面的多种速度场以及散射光和谱线轮廓变化等干扰,也会出现较大误差。散射光的影响主要表现为当测量日冕边缘附近的多普勒位移时,往往由于日轮中心附近较强谱线辐射渗入光谱仪狭缝,导致测量的多普勒位移偏小。同时,离日轮中心不同距离的谱线实际上来自太阳大气不同高度的辐射,其谱线轮廓略有不同,以及可能存在的轮廓不对称性等,均将产生多普勒位移测量误差。关于太阳自转是否受到太阳活动周期调制限制的问题,目前也存在争议,不过有资料显示,在太阳活动极小年附近的自转速度可增大0.5%左右,而在极大年附近则存在不太明显的加速。

对于恒星较差自转的理论解释,一些作者基于不同的理论基础作了不同的解释。

首次提出较差自转的理论的人叫做 Manfred Kuer (MK),他注意到较差自转与转动率无关,也就与温度无关。MK运用流体静力学的平均场模型来解释。在这个方法中,小尺度等离子体的运动用它们的平均值代替简化计算方法。MK将他的模型和观测太阳得到的性质相比较,认为加上径向气流后太阳的转动曲线能更好地符合观测结果。在平均场模型中,较差自转的来源是 Reynold 力以及斜压气流,也就是 Coriolis 力作用下的对流。

Allan Sacha Brun(ASB)提出了一种基于运用 Anelastic Spherical Harmonic(ASH)代码计算三维对流区模拟的模型。这种模型实际上提出了位于差旋层的较差自转和温度的相关性。ASB提出的这种模型包含了磁场,并且标明较差自转与磁场有关,尤其是磁场能够限制较差自转。因此,有强磁场的活动性星比非活动性星表现出更弱的较

差自转。

Matthew Browning(MB)则提出了“在小质量恒星上的较差自转的模拟”,他的研究工作共有三点:①较差自转可以在小质量星中存在;②它的参数取决于变化的参数包括旋转率;③磁场对于较差自转有重要的影响。

Kyle Augustson(KA)提出了他的ASH模拟用于分析“F型星中的磁发电对流区和较差自转”。KA将F型星内部的较差自转和磁场的关系作为旋转率的函数来分析。在他的模型中,KA重现了在角速度和温度大的纬度变化区域,递增的旋转率保证了更强的较差自转,并伴随着在深对流区的纬度温度梯度。

对于离我们比较近的太阳的较差自转的研究已经有很多,随着空间项目的不断增多,对于恒星较差自转的研究也在不断增多,但是到底哪个理论能够真正地解释较差自转这个现象尚未解决。

3.4 太阳子午环流

由Mt. Wilson天文台对太阳黑子运动所做的长期观测结果分析表明,太阳表面除了存在纬向较差自转外,还存在主要在子午面内流动的子午环流。子午环流指对太阳日冕精度平均后得到的速度场,是轴对称的,只有南北向和径向分量。

利用1917—1983年的黑子观测资料,Howard和Gilman获得了黑子纬向平均运动速度。分析表明南北半球都在纬度小于 25° 时,黑子向赤道移动,而当纬度大于 25° 时,黑子向各自的极区移动。但是在纬度约为 15° 时,南北半球都存在黑子向北的移动。子午环流的速度约为 0.02deg/day ,或 50m/s 。

对黑子的观测,只能分析太阳表面部分的子午环流,环流在太阳内部的部分只能通过日震学方法获得。在某一经度上两点之间,分析波沿着同一路径在相反方向传播的次数,可以测量子午环流(Duvall, 1993)。然而由于日震学的反演模型还有待于完善,所给出的结果有一定的差异。图3.8是Zhao等人利用日震学方法给出的一种子午环流模型。



图 3.8 一种子午环流模型

3.5 太阳扁率

具有自转的流体球,很显然存在扁度。导致太阳出现扁度的因素可能为太阳自转以及内部可能存在的四极矩。太阳的扁率定义为 $\epsilon = \frac{\Delta R}{R_\odot}$, 其中 R 为太阳半径。理论分析表明,太阳扁率可以表示为

$$\epsilon = \frac{1}{2} \frac{\omega^2 R}{g_0} + \frac{3}{2} J \quad (3.25)$$

g_0 为太阳表面重力加速度; ω 为表面自转角速度; J 为四极矩。如果取表面自转角速度为 $\omega = 2.87 \times 10^{-6} \text{s}^{-1}$, 则可以得到太阳表面自转对扁率的贡献为 1.04×10^{-5} 。1967 年 Dicke 和 Goldenberg 曾经测量给出太阳的扁率为 $(5.0 \pm 0.7) \times 10^{-5}$, 比表面自转所产生的扁率大, 因而认为太阳内部存在四极矩。

1975 年 Hill 和 Stebbin 对太阳扁率的测量结果为 $(0.96 \pm 0.65) \times 10^{-5}$, 与太阳表层自转贡献一致, 否认内部四极矩的存在。Dicke 等人于 1985 年和 1986 年进行重新测量后, 也给出了太阳扁率分别为 $(2.0 \pm 0.14) \times 10^{-5}$ 和 $(0.58 \pm 0.13) \times 10^{-5}$ 的结论。

实际上, 10^{-5} 的扁率相对于太阳半径只有 14km 的差, 在地面观测的最高空间分辨率也只有 100km, 因此给出精确的太阳扁率很困难, 只能借助空间观测或其他方法进行测量。