

太阳速度场的深度梯度*

叶式辉

(中国科学院紫金山天文台)

提 要

为了得到太阳速度场的三维图像,除由观测直接取得二维的速度场图外,还须测定视向速度内深度梯度。长期以来不少天文工作者钻研这一课题,建立了一些用谱线轮廓推求速度梯度的方法。本文先阐述解决这一问题的理论前提,然后依次就日面上的吸收谱线和日珥、边缘耀斑等的发射谱线,论述利用谱线的不对称性等特征,推求速度场梯度的各种方法。最后对今后的工作提出一些概括性的意见。

一、引 言

为了全面掌握太阳大气(主要是活动区)等离子体的物理状态、运动特征和演变规律,必须测量其磁场、速度场和亮度场。这是当代太阳物理观测的首要任务。需要强调指出的是,直接观测只能向我们提供这些物理量场的二维图像,即是它们在一个平面上的分布。但是实际上它们都具有在三维空间中的结构。因此我们必须设法推求它们的深度分布规律。本文专门论述速度场梯度测量的原理、方法和一些实例,并对这方面工作的发展前景提出一些概括性的意见。

了解速度场梯度的一种方法,是用形成深度各不相同的谱线扫描速度场,并把得出的速度场图进行对比。同样就线心部分来说,有的谱线主要在太阳大气的深层形成,而有的却是在表面层。因此用不同谱线得出的速度场属于不同的层次,而用属于不同层次的图形可以了解速度场随深度的变化。这个方法在原理上是正确的,并且简便易行,但是各条谱线可能由不同的机制(真吸收、相干散射、非相干散射……)形成,对它们的辐射和轮廓很难作确切的对比。此外,任何一条谱线,甚至轮廓上的一个区域或一点,都是在一定的深度范围内形成的。因此,若干条谱线所给出的速度场图的比较,只能使我们对速度场的深度分布有一个粗略的认识,很难得到比较精确的定量数据。

一种较为准确的办法是利用谱线轮廓的不对称性等特征,通过轮廓分析推求速度场的深度梯度。在这方面已有不少天文工作者提出了一些具体的工作方法。本文选择几个有代表性的方法作扼要的叙述。在此之前,需要陈述建立这类方法的理论前提。

二、理论前提

通过谱线轮廓的分析,能否把磁场、速度场和亮度场的影响区分开来?这是我们利用谱

* 国家自然科学基金资助课题。

1988年10月27日收到

线轮廓推求速度场梯度首先需要解决的问题。对此, Athay作了精辟的理论分析^[1]。他指出, 在代表谱线轮廓的辐射转移方程的形式解

$$I_{\nu}(0) = \int_0^{\tau_0} S_{\nu} \exp(-\tau_{\nu}/\mu) \frac{d\tau_{\nu}}{\mu} \quad (1)$$

中, 源函数 S_{ν} 基本上由温度决定, 它主要反映亮度场, 而磁场和速度场的影响主要表现在吸收系数轮廓(即 $\varphi_{\nu} \equiv \tau_{\nu}/\tau_0$)上面。进一步说, 辐射强度与源函数的关系可用下式表示

$$\frac{dI_{\nu}(0)}{dS_{\nu}} = \int_0^{\tau_0} \varphi_{\nu} \exp(-\tau_{\nu}/\mu) \frac{d\tau_0}{\mu} \quad (2)$$

而辐射强度与吸收系数轮廓的关系为

$$\frac{dI_{\nu}(0)}{d\varphi_{\nu}} = \int_0^{\tau_0} \left(S_{\nu} + \varphi_{\nu} \frac{dS_{\nu}}{d\varphi_{\nu}} - \frac{\varphi_{\nu} \tau_0}{\mu} S_{\nu} \right) \exp\left(-\frac{\tau_{\nu}}{\mu}\right) \frac{d\tau_0}{\mu} \quad (3)$$

容易看出, 式(2)和(3)的右端大不相同。这说明, 亮度场对谱线轮廓的影响, 与磁场和速度场的影响是不一样的。因此, 从原理上说来, 通过谱线轮廓的分析可以把这两方面的因素区分开来。进一步说, 对于磁场和速度场二者的作用, 可以通过磁敏谱线和非磁敏谱线的观测再加以区分。这些就是通过轮廓分析推求速度场梯度的理论前提。

需要说明, 以上的论证不是完全确切的。实际上, 上面提到的三个物理量场对谱线轮廓的作用, 不一定随时都可以严格区分开。具体说来, 如果恒星大气处于局部热动平衡状态, 这时源函数等于普朗克函数, 即

$$S_{\nu} = B_{\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (4)$$

此时对任何一个频率 ν 来说, 源函数只是温度 T 的函数。可是恒星大气往往呈现出对局部热动平衡的偏离。在比较普遍的情况下, 源函数的表达式为^[2]

$$S_{\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\frac{n_j g_j}{n_i g_i} - 1} \quad (5)$$

此处 g_j 和 g_i 分别为产生谱线跃迁的上、下两能级的统计权重, n_j 和 n_i 分别为这两个能级的原子布居。在偏离热动平衡的情况下,

$$\frac{n_j}{n_i} = \frac{b_j}{b_i} \frac{g_j}{g_i} (e^{h\nu/kT} - 1) \quad (6)$$

此处偏离因子 b_j 和 b_i 可能与光致电离、复合、碰撞等原子跃迁过程有关(见专著[3]的式(7-162)), 故它们不纯粹是温度的函数, 即不仅与辐射场有关, 还与物质密度有关, 因此在一定程度上会受到速度场的影响。但是在热动平衡偏离不是很大时, 源函数主要还是由温度决定。可以认为, Athay的上述论断基本上是正确的。

三、日面速度场的梯度

对太阳表面的宁静区以及黑子等活动区, 我们观测到吸收谱线, 即夫琅和费线。只是在

少数情况下,例如在Ca II H、K的线心以及对较大的耀斑在若干条吸收线的中心区,才出现发射线。怎样从吸收谱线的轮廓推导出速度场的深度梯度?这是一个值得钻研的问题。20多年来,已经有不少天文工作者建立了一些解决这个问题的方法。下面是三个有代表性的例子。

1. 等分线位移法

Kulander和Jefferies^[4]提出用吸收线的等分线(bisector)的位移量来推求速度场梯度的方法。等分线是谱线轮廓上强度相同的两点连线的中心所联结成的线。当轮廓为对称时,等分线是通过线心的一条垂直线。如果轮廓不对称,则等分线成为“C”形(或反“C”形)的曲线(见图1)。

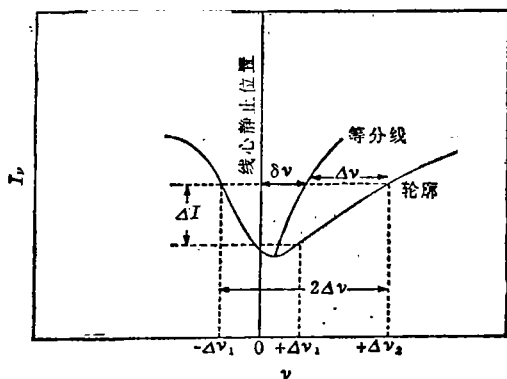


图1 不对称谱线的等分线及其位移量

图中等分线偏离通过线心垂直线的长度用 δv 表示。它可称为等分线的位移量。这个量不难由实测求得。现在的问题是如何由 δv 推求速度场梯度。

在讨论这个问题之前需要谈到,任何一条光谱线都有一定的自然宽度。加上多普勒效应、阻尼等致宽机制的作用以及仪器轮廓的影响,谱线有一定的轮廓。

一般说来,在这些因素的作用下,轮廓应当是对称的(唯一的例外是斯塔克二次效应,但在一般情况下它的影响可以忽略)。因此可以认为,谱线轮廓的不对称性与速度场有关。这是由等分线位移量推求速度场梯度的理论基础。

设视线速度 V 随深度 t 的分布函数为

$$V(t) = V_0[1 + f(t)] \quad (7)$$

取深度梯度系数为 $\gamma(t) = V_0 f(t) / \Delta v_D$, 此处 Δv_D 为以频率计量的多普勒半宽度,即

$$\Delta v_D = \frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu} + V_t^2} \equiv \frac{v_0}{c} V_D \quad (8)$$

其中 T 是运动温度, μ 是谱线所属元素的原子量, R 是里德伯常数, V_t 为湍流速度。

Kulander和Jefferies在文[4]中经过一番数学推导得出的结果是要从实测的 δ 求 γ ,需要求解下列方程

$$\int_0^\infty \frac{\partial S_t}{\partial t} \exp[-t\phi(y)] \left[\int_0^t (\delta - \gamma) dt \right] dt = 0 \quad (9)$$

此处 S_t 为谱线的源函数, q 为以 Δv_D 为单位的频率差,即 $q \equiv \Delta v / \Delta v_D$;此外 $y = q - q_0 + \frac{V_0}{V_D}$, $\phi(q) = \phi[y + \gamma(t)]$, ϕ 为吸收系数轮廓。文[4]还给出一些实际计算结果,在此不赘述。

2. 谱线轮廓拟合法

Athay在文[5]中采用一系列的速度场模型,计算Ca II K线中心区的 K_2 和 K_3 不对称轮廓,并与观测轮廓拟合,由此确定速度场梯度。他取大气的一定层次中物质上升或下降速度 U 为一个固定的数值,并为气体质点运动速度 \bar{v} (即 $\sqrt{\frac{2RT}{\mu} + V_t^2}$)的 γ 倍,则 $y = U/\bar{v}$ 。他对不同

的大气层次(例如高度为0—500、500—1000公里等)取不同的 γ 值, 即是建立具有梯度的速度场模型。此外, 谱线各部分形成区域的 \bar{v} 也不一样。例如对宁静大气来说,

- (1) K_3 在高度为1800公里附近形成, 此处 $\bar{v}=6.5$ 公里/秒;
- (2) K_2 在700公里附近形成, 此处 $\bar{v}=4$ 公里/秒;
- (3) K_1 在温度极小区及其下面形成, 此处 $\bar{v}=2$ 公里/秒。

对各层次的 γ 取若干套数值, 即建立几个具有梯度的速度场模型, 计算 K_2 和 K_3 轮廓, 并与观测资料对比。这样可以拟合出比较可靠的模型。图2是Athay对C、D、E、F等四种速度场模型计算的结果。由图容易看出, 速度场的选择对计算结果影响甚大, 这具体表现在双峰的不对称性。模型C给出的轮廓是红峰显然高于紫峰, 而模型F正好相反。

文[5]按上述方法得出的结论是, 一般观测到的K线中心紫峰高于红峰的现象可用以下两种模型来解释: (1) K_3 的形成层次以10—20公里/秒的速度下降, (2) K_2 的形成层次及其下面的区域以3—7公里/秒的速度上升。他认为前一种模型较为可靠。

在文献[6]中, Athay还用类似方法分析 H_α 和两条铁线的轮廓来推求速度场的深度梯度。

3. 速度分量梯度测定法

用以上介绍的两种方法都只能测出总的视向速度的深度梯度。如果想要测定在一个坐标系中各个速度分量的梯度, 还须建立新的方法。为此, 日本天文学家牧田贡(M. Makita)和川上肇(H. Kawakami)^[7]设计出的一种方法, 值得在此加以介绍。

如图3所示, 采用柱面坐标系 (r, ϕ, z) , 则速度向量 V 具有 V_r, V_ϕ 和 V_z 三个分量。设视线在 OL 方向上, 并取 $OL = l$ 。容易求得, 视向速度的表达式为

$$V_l = (V_r \cos \phi - V_\phi \sin \phi) \sin \psi + V_z \cos \psi \quad (10)$$

由此可得视向速度的梯度为

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_l}{\partial l} = & \frac{1}{2} \sin^2 \psi \left[\left(\frac{\partial V_r}{\partial r} - \frac{V_r}{r} \right) \cos 2\phi - \left(\frac{\partial V_\phi}{\partial r} \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{V_\phi}{r} \right) \sin 2\phi \right] + \frac{1}{2} \sin 2\psi \left[\left(\frac{\partial V_r}{\partial z} + \frac{\partial V_z}{\partial r} \right) \cos \phi \right. \\ & \left. - \frac{\partial V_\phi}{\partial z} \sin \phi \right] + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_r}{\partial r} + \frac{V_r}{r} \right) \sin^2 \psi + \frac{\partial V_z}{\partial z} \cos^2 \psi \end{aligned} \quad (11)$$

Makita等研究太阳黑子内物质的运动。他们取坐标系原点 O 为黑子中心。由于假定黑子有圆对称性, 在推导上式时已经取 $\frac{\partial}{\partial \phi} = 0$ 。

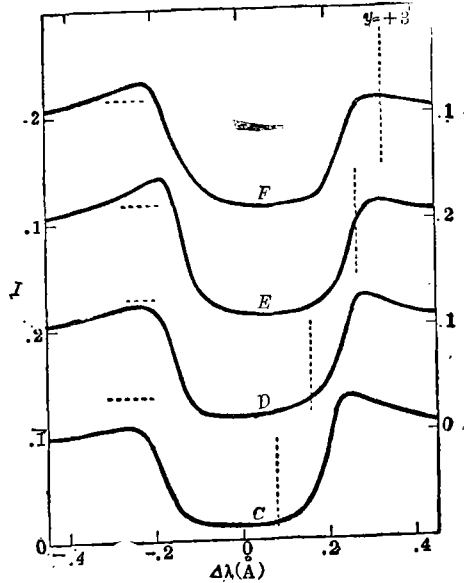


图2 用四种速度场模型计算的 K_2-K_3 轮廓

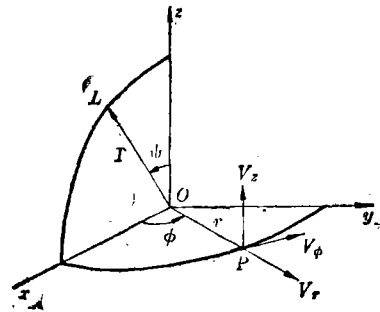


图3 在柱面坐标系中的视向速度及其分量

对于距黑子中心区较远的地方来说, r 甚大, 于是 $\frac{V_r}{r}$ 和 $\frac{V_\phi}{r}$ 都很小, 可以忽略。此外, 实测结果表明, V_r 、 V_ϕ 和 V_z 随 r 的变化都不大, 因此 $\frac{\partial V_r}{\partial r}$ 、 $\frac{\partial V_\phi}{\partial r}$ 和 $\frac{\partial V_z}{\partial r}$ 都很小, 也都可以略去。故上式可以简化为

$$\frac{\partial V_l}{\partial l} \cong \frac{1}{2} \sin 2\psi \left(\frac{\partial V_r}{\partial z} \cos \phi - \frac{\partial V_\phi}{\partial z} \sin \phi \right) + \frac{\partial V_z}{\partial z} \cos^2 \psi \quad (12)$$

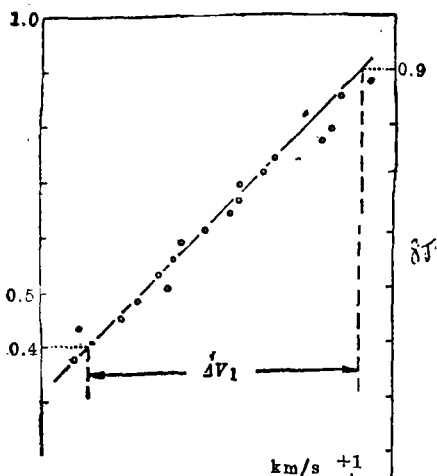


图 4 黑子谱线 Fe I 6301.5 的等分线

总的说来, 上述三种方法各有优缺点。等分线位移法容易运用于实测, 但文[4]的理论计算太复杂, 很难用于大量观测资料的处理。针对这种情况, 我们建议选用适当的工作谱线和大气模型, 算出标准的 $\delta \sim \gamma$ 关系, 并用图形或表格显示, 然后对实测资料加以使用。谱线拟合法可以给出系统的速度场模型, 但主观假设性太强, 所得结果很可能不是唯一的。速度分量梯度测定法对观测要求高, 计算也较为复杂, 但可给出完整的速度场模型。

四、日珥和边缘耀斑的速度场梯度

对日珥、边缘耀斑、冲浪等出现在日面边缘外面的活动体, 在扣减日晕光谱后, 可以得到它们的纯发射线光谱。多年来已有不少天文工作者利用发射谱线研究日珥等活动体的速度场(例如文献[9]、[10])。为了测定速度场的梯度, 笔者和金介海在文献[11]、[12]中建立了由发射谱线的宽度推求视向速度梯度和由谱线曲率推求自转角速度梯度的方法, 并初步应用于实测资料。下面扼要叙述这两个方法的原理。

1. 发射谱线的速度场梯度致宽

我们在文献[11]中指出, 在视线方向上的速度场深度梯度, 可使日珥或边缘耀斑的发射线进一步变宽。对此可以说明如下。在图5中我们把日珥或边缘耀斑取作为一个均匀的长方体, 并把它的横截面划分成为 N 条与视线垂直且厚度相等的薄片。假设视向速度 V 随深度 h 变化

Makita 等对黑子光谱中的非磁敏谱线 Fe I 6301.508 测得其等分线为直线, 其中 $I_\lambda/I_c = 0.4-0.9$ 的一段如图4所示。按文献[8]所述的方法, 可以求得视线上的速度场梯度为 $\frac{\partial V_l}{\partial l} =$

1公里/秒。在式(12)中, $\frac{\partial V_l}{\partial l}$ 既然已知, 如果

对 ψ 和 ϕ 各取一系列数值, 即对单极黑子的若干点进行观测, 则用最小二乘法可由上式算出 $\frac{\partial V_r}{\partial z}$ 、 $\frac{\partial V_\phi}{\partial z}$ 和 $\frac{\partial V_z}{\partial z}$ 三个速度分量的深度梯度。

Makita 等的研究表明, 单极黑子速度场的结构与 Evershed 效应大致吻合。

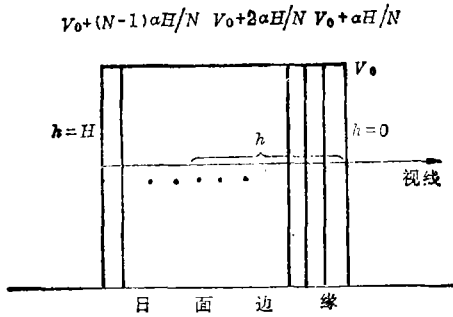


图5 日珥或边缘耀斑的速度场模型

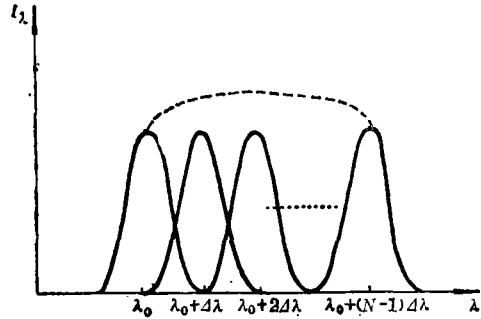


图6 发射谱线的速度场梯度致宽

并遵循下列的线性分布：

$$V(h) = V_0 + ah \tag{13}$$

此处 V_0 为靠近观测者的外层薄片的视向速度， a 为速度场的梯度系数。于是由此向内第2层的视向速度为 $V_0 + aH/N$ ，此处 H 是边缘活动体在视线方向上的总厚度。第3层的视向速度为 $V_0 + 2aH/N$ ，…最后的第 N 层为 $V_0 + (N - 1)aH/N$ 。取第1层物质所发射的某一条谱线的中心为 λ_0 ，并假定各层次的物理状态是一样的，则在多普勒效应的作用下，第2,3…以至第 N 层物质所给出的同一条谱线的中心分别在 $\lambda_0 + \Delta\lambda, \lambda_0 + 2\Delta\lambda \dots \lambda_0 + (N - 1)\Delta\lambda$ ，此处多普勒位移量为 $\Delta\lambda = \lambda aH/N$ 。在这种情况下，由各子轮廓合成的总轮廓(如图6中虚线所示)的半宽度，显然大于在没有速度场梯度的情况下(即在 $a = 0$ 和 $\Delta\lambda = 0$ 时)由各子轮廓在 λ_0 处叠加而成的谱线轮廓的半宽度。进一步说， a 愈大，则合成的总轮廓愈宽。这说明视向速度的深度梯度可使谱线进一步致宽。我们把这个效应称为谱线的“速度场梯度致宽”。

我们在文[11]中通过在速度场及其梯度作用下发射线轮廓的计算，求得1959年3月30日日珥(有关资料见文[13])的 H_α 总自然半宽度 $\Delta\lambda_0$ 与 a 的关系(见图7)。由图容易看出， $\Delta\lambda_0$ 随 a 的变化很明显。具体说来，当 a 从 1×10^{-3} 秒 $^{-1}$ 增加到 7×10^{-2} 秒 $^{-1}$ 时， $\Delta\lambda_0$ 由 1.1 \AA 变为 1.5 \AA 。这说明速度场梯度致宽机制不容忽视。此外，文[11]已指出， $\Delta\lambda_0 - a$ 曲线与表面层的视向速度 V_0 、源函数的深度梯度等参数无关，因而具有较大的普遍性。利用这条曲线，可以由观测到的谱线宽度 $\Delta\lambda_0$ 求出速度场的梯度系数 a 。

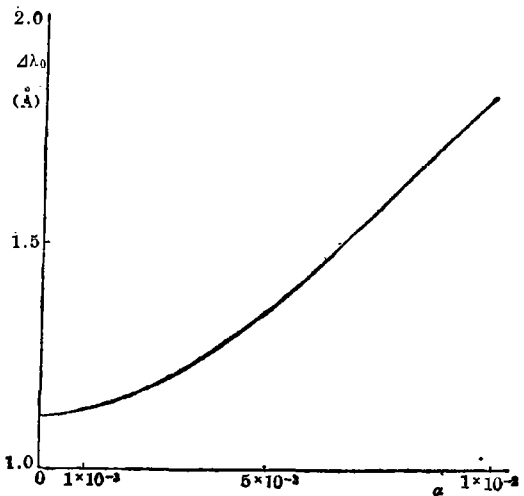


图7 1959年3月30日日珥的 $\Delta\lambda_0 - a$ 关系

在此还须谈到，我们在文献[11]中对1959年3月30日日珥的 H_α 线计算 $\Delta\lambda_0 - a$ 曲线时，取 $a = 0$ 。这在当时还是一个假设。后来为了验证这个假设，我们在文献[14]中推导出不受速度场梯度致宽影响的谱线总自然半宽度为

$$\Delta\lambda_0 = 2\Delta\lambda_D \sqrt{\ln\left(1.443N_2 \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m_e c^2} f \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_D}\right)} \quad (14)$$

至于谱线的多普勒半宽度，可以利用同一元素的谱线的 $\Delta\lambda_D/\lambda$ 为常数这个条件，由弱线(例如He)的 $\Delta\lambda_D$ 推求强线(例如H α)的 $\Delta\lambda_D$ 。此外，我们在该文中论证了像He这样的弱线受速度场梯度致宽的影响很小，并证实了文[11]取 $\alpha=0$ 的假设与实际情况相符。

2. 自转角速度的深度梯度

现在考虑自转对日珥或边缘耀斑发射谱线的影响。如果取源函数在视线上的平均值为 \bar{S}_λ ，则发射线轮廓的表达式为

$$I_\lambda = \bar{S}_\lambda [1 - \exp(-\tau_\lambda)] \quad (15)$$

此处光学深度为

$$\tau_\lambda = \frac{\sqrt{\pi} e^2}{m_e c^2} f \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda_D} \left[\exp(-V^2) - \frac{2a}{\sqrt{\pi}} \Phi(V) \right] N_i \quad (16)$$

N_i 是在沿视线的截面积为1平方厘米的柱体内形成谱线的跃迁上能态的原子总数。至于 v 为以 $\Delta\lambda_D$ 为单位的轮廓上各点与线心的距离，即

$$v = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_D} \left[1 + \frac{V(h)}{c} \right] \quad (17)$$

上式中 $V(h)$ 代表视线速度随深度的变化，即速度场模型。其他符号均有其通常的含义。我们

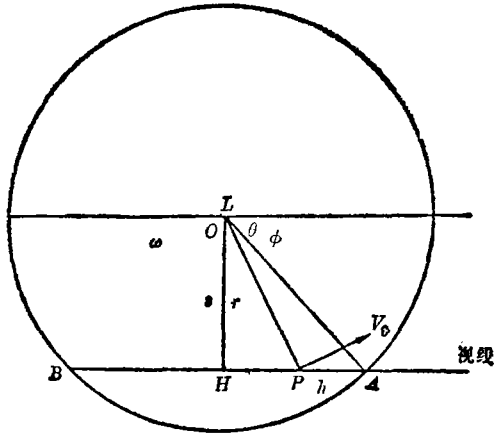


图 8 日珥或边缘耀斑的自转

在文[11]中已经说明，如果日珥、边缘耀斑等活动体的自转是均匀的，即角速度 ω 为常数，则活动体内任一点P的转动速度 V_0 在视线AB上的分量为 ωs (见图8)。进一步说，当自转为非均匀时，设角速度随深度的变化呈线性分布，即

$$\omega(r) = \omega_0 + \gamma r \quad (18)$$

此处 ω_0 为自转轴上O点的角速度，而 γ 为角速度的梯度系数。对这种情况，我们推导出下列的速度场模型表达式

$$V(h) = \left(\omega_0 + \frac{\gamma}{2} \sqrt{H^2 - 4hH + 4h^2 + 4s^2} \right) s \quad (19)$$

我们在文[11]、[12]中经过详细的计算，得出下列两点结论：(1) 匀速自转使谱线倾斜，倾角 θ 与自转角速度 ω 有关(见图9)。因此，由实测得出 θ 角，便可定出 ω 的数值。(2) 非匀速自转的影响是使谱线弯曲，而谱线的曲率与 γ 有关(见图10)。因此，只要量出谱线的曲率，便可求得活动体自转角速度的深度梯度系数 γ 。

五、结 束 语

从本文上述内容，读者可以了解到，通过谱线轮廓的分析可以测定太阳速度场的深度梯

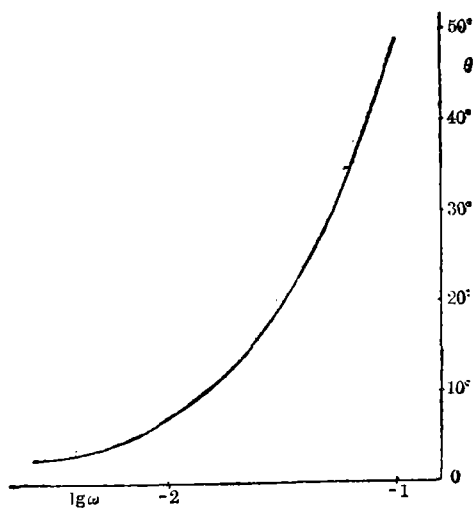


图9 谱线倾角与自转角速度的关系

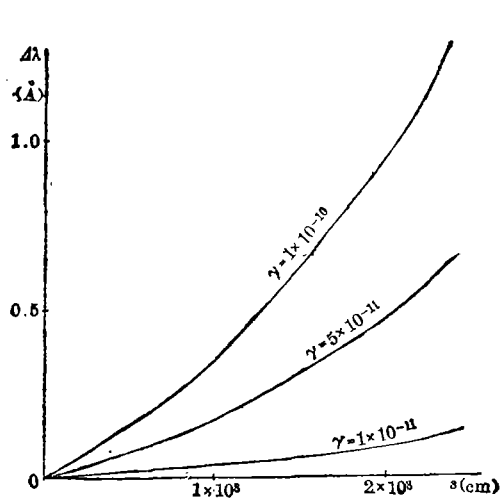


图10 谱线弯曲与角速度梯度的关系

度, 并且已有不少人对这方面的工作进行了研究, 建立了一些比较成熟的处理方法。但我们仍认为, 今后的工作还是有广阔的发展余地, 建议在近期内进行以下三项工作:

1. 把日面速度场梯度测量方法(例如由等分线位移量 δ 求深度梯度系数 γ 的方法)规范化和实用化。为此, 需要选择适宜的工作谱线和大气模型, 进行大量计算, 列出 δ 与 γ 的关系曲线或表格。这样才能及时处理大量观测资料, 并得出日面较大范围或活动区的三维速度场图形。

2. 把我们对日珥和边缘耀斑建立的工作方法[即(1)由谱线速度 $\Delta\lambda$ 推求线性速度梯度系数 α , (2)由谱线曲率推求自转角速度梯度系数 γ 的方法]推广到日面, 并应用于实测资料。

3. 本文所介绍的测量速度场梯度的方法都假定梯度为常数, 即视向速度与深度的关系为线性的。这自然只是粗略的近似, 与实际情况可能相差很远。今后应当设法考虑非线性速度场即非常数梯度对谱线轮廓的影响, 并设法由观测轮廓推求比较真实的速度场结构。

参 考 文 献

- [1] Athay, R. G., in *Physics of the Sun*, ed. by P. A. Sturrock, Vol. I, §3.3 (1986).
- [2] Zirin, H., *The Solar Atmosphere*, p.314, (1966).
- [3] Mihalas, D., in *Stellar Atmospheres*, 2nd ed. (1978).
- [4] Kulander, J. L., Jefferies, J. T., *Ap. J.*, 146 (1966), 194.
- [5] Athay, R. G., *Solar Phys.*, 11 (1970), 347.
- [6] Athay, R. G., *Solar Phys.*, 12 (1970), 175.
- [7] Makita, M., Kawakami, H., *Publ. Astr. Soc. Japan*, 38 (1986), 257.
- [8] Dravins, D., *Astron. Astrophys.*, 96 (1981), 345.
- [9] Rompolt, B., *Contr. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*, 6 (1976), 103.
- [10] 陈建、林元章, *天体物理学报*, 7 (1987), 207, 287.
- [11] Ye Shihui, Jin Jiehai, *Solar Phys.*, 96 (1985), 113.

- [12] 叶式辉、金介海, 天体物理学报, 5 (1985), 132.
[13] Ye Shihui, *Izv. Krymsk. Astrofiz. Obs.*, 25 (1961), 180.
[14] 叶式辉、金介海, 紫金山天文台台刊, 5 (1986), 7.

(责任编辑 林一梅)

The Depth Gradients of Solar Velocity Fields

Ye Shihui

(*Purple Mountain Observatory, Academia Sinica*)

Abstract

In order to get the three-dimensional configuration of velocity fields on the Sun, we have to obtain not only the two-dimensional velocity field maps given by direct observations but also the depth gradients of line-of-sight velocities. For a long time many astronomers have been engaged in this work and established some methods of deriving velocity gradients by means of the theoretical analyses of spectral line profiles. Besides the theoretical basis of the solution of this problem this paper describes at first three methods of determination of the gradients of velocity fields on the solar disc with the profiles of absorption lines and secondly the methods of derivation of velocity gradients of prominences and limb flares by use of the asymmetry and other characteristics of emission lines. Finally, we make some comments about the further development of work in this field.