

文章编号: 1000-8349(2007)04-0305-18

黑子磁场的 Stokes 光谱反演技术

金春兰, 汪景琇

(中国科学院 国家天文台, 北京 100012)

摘要: 对太阳大气磁场的可靠测量有助于人们更好地理解太阳活动区内外的许多活动现象, 如耀斑的触发和能量释放过程、黑子的形态和黑子大气的平衡、日珥的形成等。由于原子在磁场中的一些能级会产生分裂 (Zeeman 效应), 使对应这些能级的谱线分裂成若干个具有不同偏振特性的分量, 因此目前对黑子磁场的测量主要是通过偏振光, 即 Stokes 参量 I 、 Q 、 U 、 V 的观测来实现的。该文主要介绍近 30 年来太阳黑子光谱反演的方法以及所取得的成就; 同时也对光谱反演和滤光器型的望远镜矢量磁场的测量进行了简单的比较。

关键词: 天体物理学; 太阳磁场; Stokes 参量; Stokes 光谱反演技术
中图分类号: P182.2⁺2 **文献标识码:** A

1 引 言

磁场是我们目前理解太阳活动的一个主要参量。目前可以肯定的是, 耀斑的触发和能量释放过程与磁场作用密不可分, 磁重联是磁场作用中最重要的物理过程; 日珥形成的物理环境和条件总是与磁场有关; 黑子的形态和黑子大气的平衡同磁场结构之间的关系也是密不可分的, 等等。因此对太阳活动最根本的研究要从磁场入手。

太阳磁场的测量目前主要借助于太阳光谱的 Zeeman 效应。迄今为止, 太阳磁场的精确测量主要限于光球; 起源于太阳色球的谱线一般较宽, 利用谱线测得的磁场精确度较差; 由于日冕谱线太宽和太暗, 而且磁场又太弱, 因此利用谱线的 Zeeman 效应测得磁场的这种方法是非常困难的。由于日冕中的等离子体的分布基本上是由磁场控制的, 因此目前关于日冕磁场的知识主要是来自观测的日冕结构与从光球理论外推的磁力线的比较。然而, 在测量太阳光球以及色球的磁场时, 由于磁场强度以及选用谱线等问题, 观测得到的一些光谱数据并没有明显的谱线分裂现象; 而且磁场是个矢量, 通过测量谱线裂距并不能得到矢量磁场; 另外, 磁场测量的可靠性取决于许多等离子体参数, 如中心波长的位移、Doppler 展宽以及可能的非热过程等。

收稿日期: 2006-11-17; **修回日期:** 2007-05-08

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (40674081、10603008、10573025、10703007); 国家重大基础科学研究基金项目 (2006CB806303); 中科院创新计划 (KJ CX 2-YW-T04)

目前对磁场的测量主要是通过偏振光 (Stokes 参量 I 、 Q 、 U 、 V) 的观测来实现的。目前, 高分辨率的观测已逐渐探测到太阳表面的各种小尺度的磁场结构; 然而黑子磁场仍以它的大范围和高强度备受太阳物理学家们的瞩目。本文主要阐述以 Zeeman 效应为基础的太阳磁场光学。当磁场存在时, 理论的 Stokes 参量可以在一定的大气模型以及吸收机制假定下通过求解 Stokes 参数转移方程而获得。

首先简单介绍 Stokes 参数转移方程的发展史以及方程解的特征。1852 年, Stokes^[1] 定义了以他的名字命名的一组参量, 并用这组参量来描述光的偏振状态。因此, Stokes 参数转移方程也可以称为偏振辐射转移方程。1956 年, Unno^[2] 首先得到一套 Stokes 参数转移方程, 并在假定磁场均匀、谱线为真吸收、线吸收系数与连续吸收系数之比与深度无关、源函数是光学深度的线性函数, 而且在没考虑磁光效应的情况下得出了正常 Zeeman 三分裂的理论 Stokes 轮廓。但是 Unno 方程中的假设似乎不太合理。首先, 天体的磁场表现出很复杂的精细结构, 磁场均匀这一假设与实际情况相差甚远; 其次, 在黑子区域里, 磁光效应对谱线的影响很明显。因此, 1969 年 Beckers^[3] 对 Unno 的工作做了改进, 在方程中考虑了磁光效应的影响, 为了更合理地反映理论 Stokes 轮廓, Beckers 在 Stokes 转移方程中考虑了磁场矢量、Doppler 频移以及谱线吸收系数等这些物理参量随光深的变化。随后, Lites 等人^[4] 以及 Jefferies 等人^[5] 也对 Stokes 辐射转移方程做了细致的推导和描述。目前关于 Stokes 转移方程有三种比较经典的解, 即分析解、形式解和数值解, 这三种解都有其明显的特征。精确的分析解需要对辐射转移方程做进一步的假设, 由于这些假设与实际偏差较大, 因此分析解在此意义上是近似解, 但我们可以通过它比较清楚地看出矢量磁场和 Stokes 参量之间的关系。1956 年 Unno^[2] 最早得到 Stokes 辐射转移方程的分析解。此外 Lites 等人^[4] 在 1988 年得到了非局部热动平衡 (Non-LTE) 条件下的分析解。形式解看起来不像分析解那样简单明了, 然而我们从中同样可以定性地看出各参量之间的关系, 此外形式解比分析解做的假设少, 因此形式解比分析解更准确; 另一方面, 形式解在进一步假设下可以得到分析解和数值解。目前比较有效的形式解是 Moe^[6] 提出的形式解。数值解的特征是其相邻深度之间的迭代性, 一般从深层的某一点开始, 由划分的层次逐渐向上迭代直至表面, 产生数值解需要磁场以及热力学参量的全部信息, 也就是需要一定的大气模型。常见的数值解有 Runge-Kutta 方法^[7] 和 Digonal Element Lambda Operator(DELO) 的数值解^[8]。

通过解 Stokes 参数转移方程求得理论 Stokes 轮廓, 利用最小二乘法把理论 Stokes 轮廓与噪声改正后的观测轮廓进行拟合, 得到一个最佳拟合的理论轮廓, 将该理论轮廓的物理参量作为产生观测轮廓时的大气参量, 这一方法称为反演。从 1977 年至今, 利用反演得出太阳矢量磁场的技术已经取得了重大的成就, 而且反演技术已经应用到不能分辨的小尺度磁结构中。

2001 年, Socas-Navarro^[9] 对反演技术进行了一个简单的介绍, 其中提到了微观尺度磁结构的反演、不能分辨的小尺度磁结构的反演以及黑子磁场的反演; 列出了正在发展的新反演方法。这里我们首先介绍黑子矢量磁场的反演技术, 并对黑子磁场的 Stokes 光谱反演技术进行了一个简单的综述, 列举了一些反演方法反演的结果。由于反演原理的不同, 我们分别从两个方面进行描述, 即非线性最小二乘反演法和 PCA(Principal Component Analysis) 反演

法; 其次, 对宁静区和谱斑区的 Stokes 光谱反演技术, 简单地介绍了三种主要的方法; 再次, 对光谱反演和滤光器型的望远镜矢量磁场的测量进行了一个简单的比较; 然后提出了 Stokes 光谱反演目前存在的问题以及未来的展望; 最后简单介绍了我们下一步的工作。

2 黑子磁场的 Stokes 光谱反演法

2.1 非线性最小二乘反演法

这种反演方法主要是在偏振辐射转移方程解的基础上, 利用非线性的最小二乘法通过一个迭代过程得到 Stokes 观测光谱的最佳拟合, 把这种最佳拟合所对应的物理参量作为形成观测轮廓时的大气参量。

最近, 不管是基于局部热动平衡 (LTE) 的光球谱线反演还是基于非局部热动平衡 (NLTE) 的色球谱线反演都取得了很大的成就。下面我们就从两个方面进行介绍。

2.1.1 光球谱线反演的各种方法

2.1.1.1 AHH 反演法

AHH 反演法是由 Auer^[10] 等人提出的一套反演方法。这套反演方法对形成于磁场的谱线做了一系列的假设: 1) 大气用 Milne-Eddington 模型进行描述, 即假定在整个恒星大气里, 源函数可以展开为光学深度的线性函数, 其他物理参量在谱线形成区不随光学深度变化; 2) 矢量磁场在谱线形成区是常数; 3) 忽略量子干涉效应; 4) 忽略磁光效应。在这一系列的假设下, 偏振辐射转移方程转化为

$$\mu \frac{d\mathbf{I}}{d\tau} = (1 + \eta_0 \mathbf{M})(\mathbf{I} - \mathbf{S}), \quad (1)$$

其中, $\mathbf{I} = (I, Q, U, V)^T$, τ 是连续光学深度, $\mu = \cos\theta$, θ 是辐射传播矢量和坐标轴 z 轴之间的夹角, η_0 是谱线强度 (线心吸收与连续吸收的比率), \mathbf{M} 是 Mueller 吸收矩阵, $\mathbf{S} = S_\nu(\tau)(1, 0, 0, 0)^T$ 是源函数。忽略磁光效应, 可以得到 Mueller 吸收矩阵:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M_0 & M_1 & M_2 & M_3 \\ M_1 & M_0 & 0 & 0 \\ M_2 & 0 & M_0 & 0 \\ M_3 & 0 & 0 & M_0 \end{pmatrix}.$$

Mueller 吸收矩阵中的每一项都依赖于磁场强度和磁倾角方向。对于任意的一个能级跃迁, Mueller 吸收矩阵都可以表示为

$$\mathbf{M} = \sum_{m, m'} \zeta_m^{m'} \mathbf{R}_{2\alpha} \beta^{[m-m']} \mathbf{R}_{2\alpha}^T \Phi_m^{m'}.$$

其中, m 和 m' 是能级的磁量子数, $\mathbf{R}_{2\alpha}$ 和 β 是 Auer^[11] 所定义的矩阵, $\mathbf{R}_{2\alpha}$ 与所建坐标系相关, β 是磁倾角的函数, $\zeta_m^{m'}$ 是能级 $m - m'$ 之间跃迁的强度, $\Phi_m^{m'}$ 是吸收矩阵^[11]。

假设 η_0 是不变量, $S_\nu(\tau) = B_0 + B_1\tau$, 可以得到式 (1) 的解为

$$\begin{aligned}
 I &= B_0 + \mu B_1 \frac{1 + \eta_0 M_0}{D}, \\
 Q &= -\mu B_1 \frac{1 + \eta_0 M_1}{D}, \\
 U &= -\mu B_1 \frac{1 + \eta_0 M_2}{D}, \\
 V &= -\mu B_1 \frac{1 + \eta_0 M_3}{D}.
 \end{aligned} \tag{2}$$

其中 $D = (1 + \eta_0 M_0)^2 - \eta_0^2 (M_1^2 + M_2^2 + M_3^2)$ 。

在反演过程中, 通过对谱线的线深 $D_\lambda (D_\lambda = I_c - I_\lambda)$ 进行反演, 消除了源函数的常数项 B_0 (没有下标便代表磁场); 对观测到的谱线线深 D_λ 在线心 D_0 做归一化, 消除了源函数的一阶项 B_1 。由于假设没有磁光效应, 因此 AHH 反演方法可以从观测的 Stokes 参量 Q 和 U 中得到磁场方位角。因此, 最终的自由参量为 $\Delta\lambda_D$ 、 η_0 、 B 、 γ 。其中, $\Delta\lambda_D$ 是 Doppler 宽度, B 是磁场强度, γ 是磁倾角 (磁场方向与视向方向的夹角)。

2.1.1.2 M-E 反演法

AHH 反演法存在很大的缺陷。首先, 对于强场存在的情况下, 反演过程应该有磁光效应, 磁光效应不仅对确定磁场方位角很重要, 而且对场强的确定也很重要; 其次, 仅用 Doppler 展宽来拟合实际观测到的 Stokes 轮廓是不够的; 最后, 强度轮廓 I 中虽然包含了大量的热力学的信息, 但同时也包含了大量的散射光的信息。因此 Skumanich 和 Lites^[12] 对 AHH 反演法进行了改进, 发展了一套比较完善的反演方法, 这套方法可以对矢量磁场进行更可靠、合理的估计, 是一套比较经典的反演方法。

由于 AHH 方法经常混淆磁场加宽和热力学加宽, 因此, Lites 等人^[12] 在 Mueller 矩阵中加入了阻尼常数 $\alpha = \frac{\Gamma}{4\pi\Delta\lambda_D}$, 把阻尼常数作为一个自由参量处理; 在黑子本影的观测中, 通常受到本影外散射光的影响, 因此, 在拟合过程中仅仅考虑了偏振轮廓 Q 、 U 、 V 的拟合; 如果考虑 I 轮廓的拟合, 必须引入一个自由参量 f , f 代表散射光的影响; 为了更好地揭示矢量磁场的信息, Lites 等人^[12] 为了谨慎处理 Stokes 轮廓的对称性或反对称性, 认为把线心位置 λ_0 作为一个自由变量处理或许更加自洽; 同时考虑了磁光效应的影响, 引入了磁方位角 φ 。由于所采用的大气模型是 Milne-Eddington 模型, 故此方法被称为 M-E 反演方法。相比较 AHH 反演法, M-E 反演法有了更多的自由参量: λ_0 、 $\Delta\lambda_D$ 、 α 、 η_0 、 B_1 、 f 、 B 、 γ 、 φ 。然后, 利用非线性最小二乘迭代法, 从 Stokes 偏振参量 Q 、 U 、 V 或者 Stokes 参量 I 、 Q 、 U 、 V 中反演得出物理参量。

为了和 AHH 反演结果做一个对比, 这里分别用这两种方法对实际的观测数据进行反演。图 1 是一个反演的样本。

这种反演方法可以有效地得出矢量磁场在谱线形成区的平均值, 是一种比较经典的反演方法。但对于观测中经常遇到的反常的 Stokes 轮廓问题以及 Q 、 U 轮廓的不对称问题, M-E 反演并不能给出相应的拟合。Lites 等人^[13,14] 利用这套反演方法对 Stokes II 偏振仪和 Advanced Stokes Polarimeter (ASP) 观测的数据进行了处理, 得到了黑子光球的矢量磁场结构, 并对磁场结构作了详细的分析。

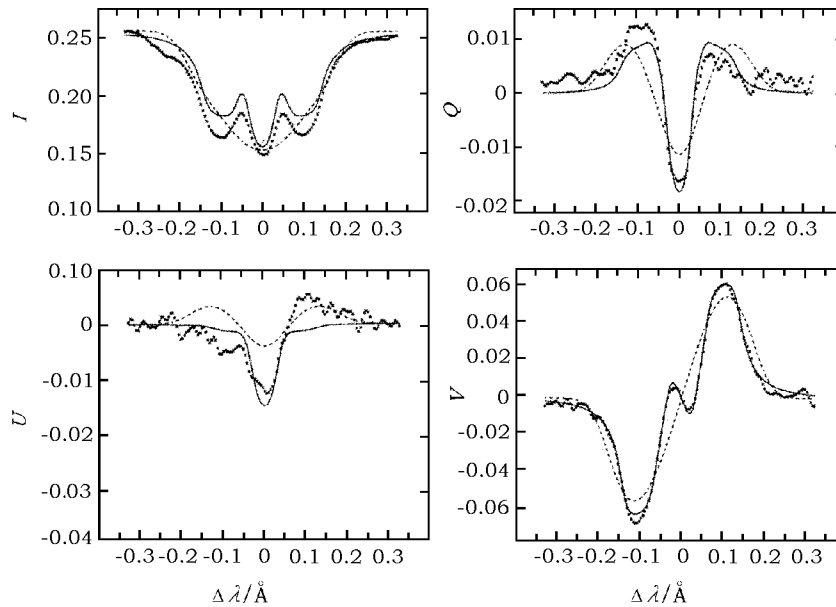


图 1 分别用 AHH 反演法和 M-E 反演法对观测数据进行反演的结果^[12]

虚线代表 AHH 反演的结果, 实线代表 M-E 反演法对偏振参量 Q 、 U 、 V 反演的结果, 点线代表观测数据

2.1.1.3 SIR 反演法

这是一种新的反演方法, 这种反演方法可以得到多层大气的温度、矢量磁场以及视向速度, 同时可以求出不随深度变化的微观湍动速度以及宏观湍动速度。这种方法是 Ruiz 等人^[15]在响应函数的基础上, 利用 Levenberg-Marquardt 算法^[16]提出来的。

通过利用非线性最小二乘法, 对观测数据的反演能使 Merit 函数最小:

$$\chi^2 = \frac{1}{m} \sum_{k=1}^4 \sum_{i=1}^M [I_k^{\text{obs}}(\lambda_i) - I_k^{\text{syn}}(\lambda_i)]^2. \quad (3)$$

其中, i 代表波长点数, $k=1, 2, 3, 4$ 分别代表 I 、 Q 、 U 、 V 四个 Stokes 参量, “obs” 和 “syn” 分别代表观测轮廓和拟合轮廓, m 代表自由度。 χ^2 是大气模型中物理参量的函数, 假如 \mathbf{a} 用代表大气模型的物理参量, 那么 \mathbf{a} 有 $n \times p + r$ 个分量, 其中 n 代表大气所分的层, p 是随深度变化的物理量, r 是不随深度变化的物理量。

响应函数是用来分析偏振辐射转移方程一阶微扰的函数, 即某一个物理量 $x(\tau)$ 的一阶微扰项 $\delta x(\tau)$ 对 Stokes 参量的修正:

$$\delta \mathbf{I}(\lambda) = \int_0^{\infty} \mathbf{R}(\lambda, \tau) \delta x(\tau) d\tau, \quad (4)$$

\mathbf{R} 是一个矢量, 它的分量分别对应 4 个 Stokes 参量的响应函数。这里假设只有一个物理量存

在微扰, 式 (4) 的积分形式转化为求和的形式:

$$\delta I_k(\lambda_i) = \Delta \lg(\tau) \ln 10 \sum_{j=1}^n c_j \tau_j R_k(\lambda_i, \tau_j) \delta x_j, \quad (5)$$

其中 c_j 是积分系数。在线性微扰之后, 对 Merit 函数的一阶修正为

$$\begin{aligned} \delta \chi^2 &= \frac{2}{\nu} \sum_{k=1}^4 \sum_{i=1}^M [I_k^{\text{obs}}(\lambda_i) - I_k^{\text{syn}}(\lambda_i)] \delta I_k^{\text{syn}}(\lambda_i) = \\ & \frac{2}{\nu} \Delta \lg(\tau) \ln 10 \sum_{k=1}^4 \sum_{i=1}^M [I_k^{\text{obs}}(\lambda_i) - I_k^{\text{syn}}(\lambda_i)] \sum_{j=1}^n c_j \tau_j R_k(\lambda_i, \tau_j) \delta x_j. \end{aligned} \quad (6)$$

对某一个物理量 $x(\tau)$, 响应函数一般的表达式采用了 Landolfi 和 Degl'Innocenti 的形式解^[98]:

$$\mathbf{R}(\tau) = -\mathbf{O}(0, \tau) \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial x} \mathbf{K}(\tau) \right] (\mathbf{I} - \mathbf{S})(\tau) - \mathbf{K}(\tau) \left[\frac{\partial}{\partial x} \mathbf{S}(\tau) \right] \right\}.$$

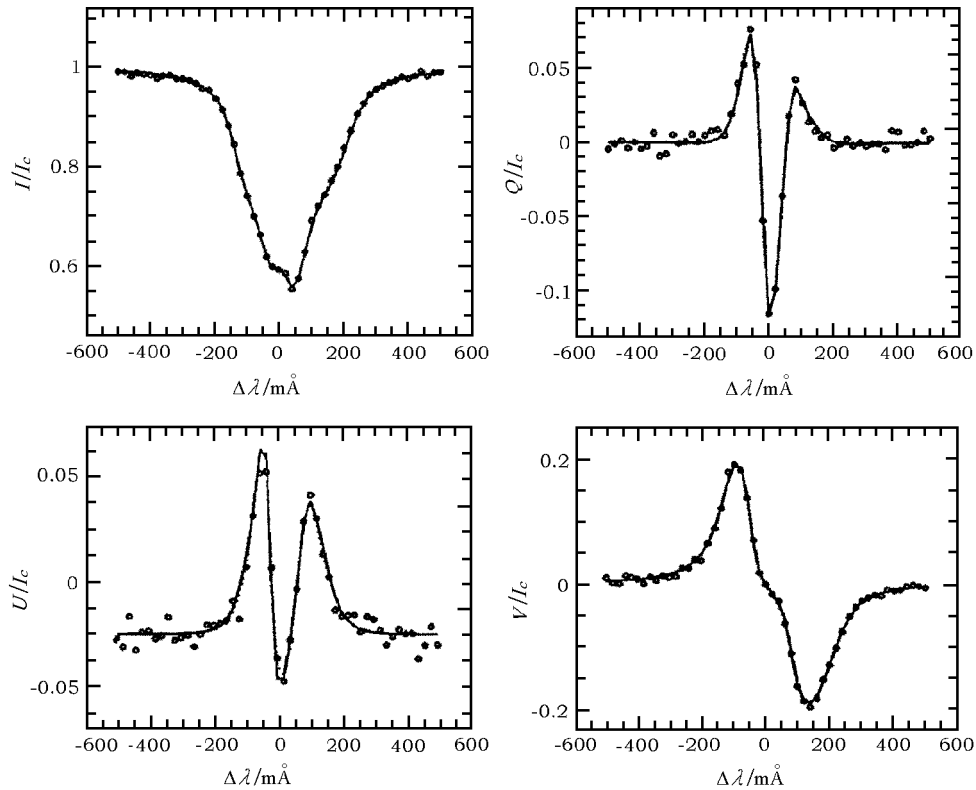


图 2 用 SIR 反演法对谱线 FeI 6302.51 的反演结果^[15]

点线表示观测到的 Stokes 轮廓, 实线代表拟合轮廓

其中 \mathbf{K} 是吸收矩阵, \mathbf{S} 是源函数矢量。令 $\delta\chi^2 = 0$, 可以求出理论 Stokes 轮廓的物理参量, 然而, 根据经验而言, 利用 Levenberg-Marquardt 算法^[16] 可以求出更好的解:

$$\nabla\chi^2(\mathbf{a}) + \mathbf{A}\delta\mathbf{a} = 0, \quad (7)$$

其中 \mathbf{A} 是所谓的曲率矩阵 (χ^2 对 \mathbf{a} 的二阶导数)。

在反演过程中, 根据谱线的激发势能和有效 Lande 因子, 选择了 6 条谱线进行反演。图 2 展示了其中一条谱线 Fe I 6302.51Å 的反演结果。

这种反演方法可以得出温度、矢量磁场以及视向速度在谱线形成区不同几何深度的信息, 以及在整个谱线形成区宏观湍动速度的平均和微观湍动速度的平均; 可以有效地反演在观测中经常遇到的不对称以及反常轮廓。然而, 由于把大气分为太多的层次, 这种反演往往面临拟合参数的唯一性问题。

2.1.1.4 Zurich 反演法

在黑子磁场反演过程中, 一般选择有效 Lande 因子 g_{eff} 较大的磁敏谱线, 然而由于 Zeeman 裂距不仅与 Lande 因子有关, 还与 λ^2 成正比, 因此 Solanki 等人^[17] 在反演过程中选择了一条红外的磁敏谱线 Fe I 15648Å ($g_{\text{eff}} = 3$)。这套反演方法采用了 DELO 技术^[8], 仍然利用 Levenberg-Marquardt 算法^[16] 来反演 Stokes 轮廓。

这套反演方法分别采用了 6 个不同的大气模型: HSRASP 是一个宁静太阳模型, 用来描述半影之外的区域以及黑子内的非磁场区域^[18]; OS2 是一个 2-component 的本影模型, 用来描述形成于半影外部边缘区域的一些轮廓^[19]; DF 模型是 Ding 和 Fang^[20] 建立的一个半影模型, 用来模拟大部分的半影区域以及本影边缘区; MSPOTL2 模型是介于 DF 模型和本影模型 OS2 之间的一种模型, 用来模拟本影中较亮的区域^[21]; MSPOTE 和 MSPOTM 分别用来模拟本影暗核区以及亮度介于本影暗核和本影亮点之间的本影区^[21]。

Zurich 反演法反演得出的温度是随深度变化的; 矢量磁场、磁填充因子、微观湍动速度 ξ_{mic} 以及宏观湍动速度 ξ_{max} 等物理量是不随深度变化的。这种反演方法得到的磁场、磁倾角以及其他物理量是根据拟合 Stokes 参量 I 和 V 得出的; 磁场强度直接根据 I 的裂距得出, 因此对于没有明显分裂的 Stokes I 轮廓 (主要是针对黑子之外的 Stokes I 轮廓) 并没有拟合; 同时对于明显不反对称的 Stokes V 也并没有拟合。利用这套反演方法, Solanki 等人^[17] 对 1990 年 11 月 10 日 McMath 望远镜观测到的 NOAA No.6358 的对称黑子进行了反演, 而且在反演过程中只反演了 Stokes I 和 V 轮廓, 因此没有得出磁场方位角。通过这种反演方法, 他们分析了一个简单黑子的磁场结构以及磁蓬 (magnetic canopy) 结构, 并且提出了潜在磁蓬下面小磁元存在的证据。

2.1.1.5 屈中权等人的反演法

为了处理观测中经常遇到的不对称以及反常的轮廓, 同时尽可能地减少拟合物理参量的唯一性问题, 屈中权等人^[22,23] 提出了一个两层的大气模型。在每层大气里, 参量不变, 但两层之间的参量是变化的。这样的参量设置可以模拟不对称以及反常的 Stokes 轮廓。同时为了确保 DELO 数值解^[8] 的精度, 这里假设每个大气层包含了不止一个深度格点: $\tau_n = 2^{-4+(24-n)/3}$, 在随后的反演中, 利用 $n = 15$ 作为边界把大气分为两层。

在最小二乘法的拟合中, 采用了 Levenberg-Marquardt 算法^[16]。拟合过程的初值一般采用如下办法: 选取 I 、 Q 、 U 、 V 信号非常强的点在一定范围内调节各拟合参量得到最佳拟合, 当迭代收敛时, 该点的可靠信息便可以得到, 然后把该点的参量作为反演临近点的初始值。有时也需对参量做一些人为的调整, 直到对观测轮廓的拟合不再改善为止。图 3 给出了一个拟合的样本, 其中点线代表观测轮廓, 实线代表拟合轮廓。

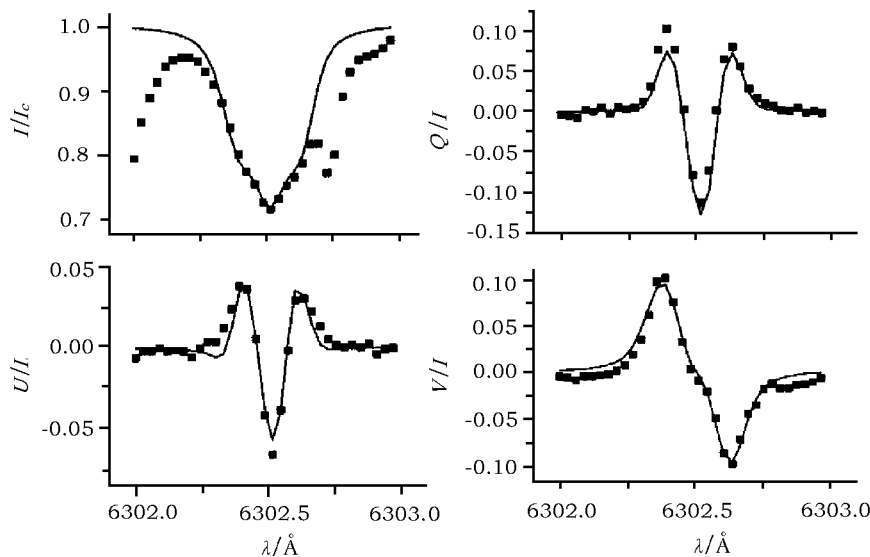


图 3 用屈中权等人的反演法对谱线 FeI 6302.51 的反演结果^[22]

这种反演方法的特点在于它是 NLTE 的反演, 可以反演在观测中经常遇到的 Stokes 轮廓反常的问题以及不对称问题, 同时可以尽可能地避免拟合参数的不唯一性问题。由于这种方法在反演过程中需要对参量做一些人为的调整, 因此如果利用这种反演方法得到一个活动区的矢量磁场, 则需要较长的时间。因而不适合这种反演方法用来拟合活动区的矢量磁图。屈中权等人^[22]利用这种反演方法, 通过 Stokes 光谱分析得到了太阳大气偏离因子与磁场强度之间的关系: $\beta = a_1 + a_2 \times e^{a_3 B}$ 。其中, β 是偏离因子, B 是磁场强度, a_1 , a_2 和 a_3 是方程系数 (上下两层大气的方程是相同的, 但方程系数不同)。同时金春兰等人^[23]在 2006 年运用的屈中权等人的反演方法, 利用云南天文台 / 国家天文台 Stokes 望远镜 2002—2004 年的观测数据, 统计了 30 个单极独立黑子的磁场特性与黑子几何特性之间的关系。由于这种反演方法是把大气分为两层, 因此得到的结果是黑子的几何特性与上下两层大气磁场性质之间的关系。统计结果发现: 在上层大气中, 黑子磁场与黑子面积以及本影面积都存在着对数关系, 而黑子的纵向磁场以及最大磁场与半影 - 本影半径比率之间存在着反比关系; 在低层大气中, 尽管黑子磁场随着黑子面积以及半影面积的增加而增大, 但并没有显示出对数关系, 而黑子的纵向场以及最大磁场与半影 - 本影半径比率之间同样存在着反比关系。

2.1.2 色球谱线反演的各种方法

2.1.2.1 HAO NLTE 反演法

高山天文台的 Lites 等人^[4]对处于 NLTE 的色球谱线的偏振辐射转移方程提出了一个分析解。他们假设连续源函数随着光深线性的变化: $S_c = B_0 + B_1\tau_0$, 线源函数是非线性变化的形式: $S_l = B_0 + B_1\tau_0 - \sum_{i=1}^2 A_i e^{-\varepsilon_i\tau_0}$ 。其他物理量以及矢量磁场不随深度变化, 得出了偏振辐射转移方程的分析解:

$$\mathbf{I}(0, \mu) = B_0 \mathbf{e}_0 + \mu B_1 [r_0 \mathbf{1} + \Phi]^{-1} \mathbf{e}_0 - \sum_{i=1}^2 A_i \mathbf{e}_0 + \sum_{i=1}^2 A_i (r_0 + \varepsilon_i \mu) [(r_0 + \varepsilon_i \mu) \mathbf{1} + \Phi]^{-1} \mathbf{e}_0, \quad (8)$$

其中, Φ 为吸收矩阵, $r_0 = \frac{1}{\eta_0}$ (η_0 是谱线强度), $\mathbf{e}_0 = (1, 0, 0, 0)^T$, $\mathbf{1}$ 为单位矩阵。

通过最小二乘法, 他们用这种偏振辐射转移方程的分析解反演了形成于色球的谱线。通过对这种反演方法的检验, 他们发现: 如果把色球谱线的拟合限制到线心附近一定的范围、不拟合观测到的连续谱、拟合四个 Stokes 参量以及同时拟合两组不同 Zeeman 分裂的谱线, 利用最小二乘反演法, 可以从观测的 Stokes 参量中有效地分析出矢量磁场的信息。同时他们把这套反演方法应用到了高山天文台 Stokes I 偏振仪在 1978 年 12 月的黑子观测中, 利用色球谱线 MgI b 5172.7Å 和 5183.6Å 定量地分析了色球的矢量磁场。图 4 就是他们在反演光谱的一个样本。

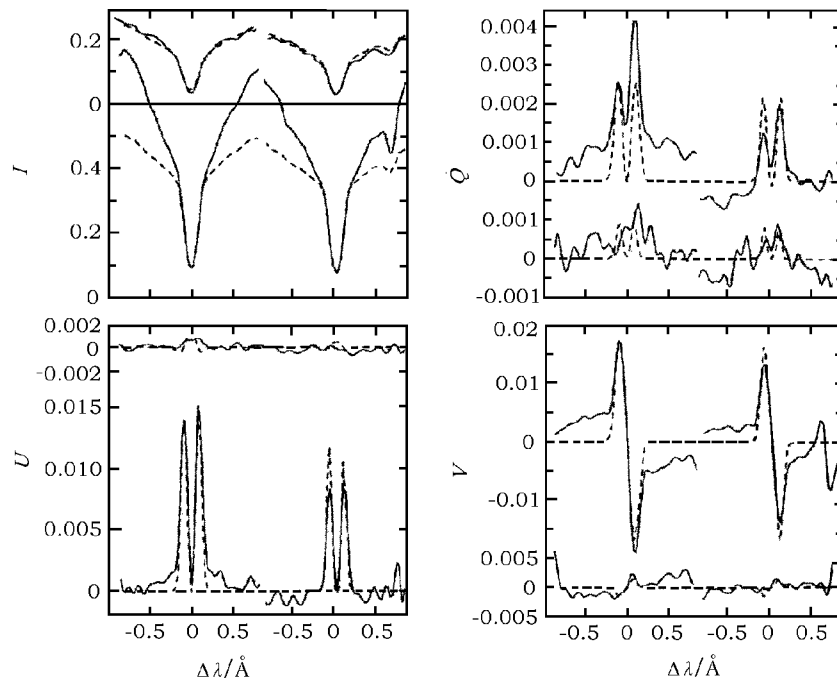


图 4 HAO NLTE 反演法对谱线 MgI b 5172.7Å 和 5183.6Å 反演结果^[4]

实线代表观测轮廓, 虚线代表拟合轮廓。每个图的上部分代表的是本影的轮廓, 下部分代表的是半影的轮廓。

谱线都用宁静区的连续强度归一化, 谱线拟合的范围为 $\Delta\lambda = \pm 0.13 \text{ \AA}$

2.1.2.2 IAC NLTE 反演法

为了求得 NLTE 偏振辐射转移方程的解, 得到理论的 Stokes 参量, Socas-Navarro [24] 采用了一种新的方法, 这种方法是对 DELO [8] 方法的一种改善。在 DELO [8] 方法中, 视向的偏振辐射转移方程为:

$$\frac{d\mathbf{I}}{d\tau} = \mathbf{I} - \Psi. \quad (9)$$

其中, 有效源函数 $\Psi = \mathbf{S}' - \mathbf{K}'\mathbf{I}$, \mathbf{K}' 是修正的总吸收矩阵, \mathbf{S}' 是修正的总源函数矢量。DELO 方法假设有效源函数 Ψ 在相邻深度格点 (τ_{k+1}, τ_k) 之间的线性变化 [8]。因此 Stokes 参量在相邻深度格点 (τ_{k+1}, τ_k) 之间的关系可以表达为:

$$\mathbf{I}(\tau_k) = \xi_k + \varsigma_k \mathbf{I}(\tau_{k+1}). \quad (10)$$

在对 DELO [8] 方法的改善中, 有效源函数 Ψ 的第二项 $\mathbf{K}'\mathbf{I}$ 在深度格点 (τ_{k+1}, τ_k) 之间仍然采用线性变化的形式, 但源函数 \mathbf{S}' 采用了抛物线的形式。

在 NLTE 情况下, 变量 x_j 不仅在大气几何深度 s_i 对发射矢量 j 和总的吸收矩阵 \mathbf{K} 存在微扰, 而且在整个大气中都对它们存在微扰。因此, 响应函数可以表示为:

$$\mathbf{R}(x_j, s_i) = \frac{\delta \mathbf{I}(s)}{\delta x_j(s') \Delta s'} = \int_{s_0}^s \mathbf{O}(s, s') \left[\frac{\delta \mathbf{j}(s')}{\delta x_j(s_i)} - \frac{\delta \mathbf{K}(s')}{\delta x_j(s_i)} \mathbf{I}(s') \right] ds'. \quad (11)$$

然而由于需要计算 Merit 函数的导数, 这里做了如下的假设: 如果变量 x_j 在 $s_i = s'$ 存在扰动, 那么 j 和 \mathbf{K} 在整个大气中都会产生微扰, 但只是相对于在 s' 所产生的微扰可以忽略, 因此式 (11) 可以简化为

$$\mathbf{R}(x_j, s_i) = \frac{\delta \mathbf{I}(s)}{\delta x_j(s_i) \Delta s_i} = \mathbf{O}(s, s_i) \left[\frac{\delta \mathbf{j}(s_i)}{\delta x_j(s_i)} - \frac{\delta \mathbf{K}(s_i)}{\delta x_j(s_i)} \mathbf{I}(s_i) \right].$$

最后, 应用 FDC(fixed departure coefficients) 近似 [25] 快速地计算 NLTE 的这一响应函数。

同时他们把这套 NLTE 反演方法应用到黑子的实际观测中, 反演了包含一条光球谱线 Fe I 8497Å 以及两条色球谱线 Ca II 8498Å 和 8542Å 的 Stokes I 和 V 轮廓。这里展示了他们反演的一个样本, 如图 5 所示。

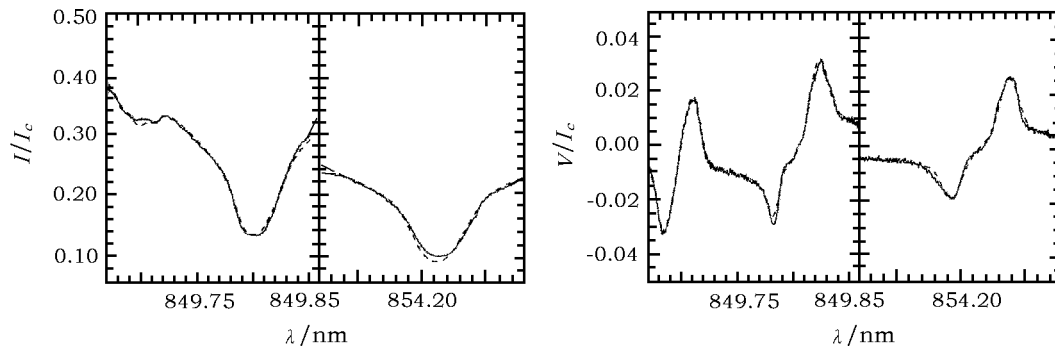


图 5 IAC NLTE 反演法对谱线 Fe I 8497Å, Ca II 8498Å、8542Å 的反演结果 [24]

实线表示观测轮廓, 点线表示拟合轮廓

2005 年, Socas-Navarro^[26] 利用新望远镜 SPINOR(Spectro-Polarimeter for Infrared and Optical Regions), 采用两条光球谱线 Fe I 8497Å 和 8538Å, 以及两条色球谱线 Ca II 8498Å 和 8542Å 对活动区 NOAA AR 0634 进行了观测, 同时利用这种反演方法确定了该黑子从光球到色球矢量磁场的三维结构, 揭示了一个相当复杂的拓扑, 暗示了相反螺度的磁流绳可能共存于同一个黑子中。

2.2 PCA(Principal Component Analysis) 反演法

PCA 反演法是由 Rees 等人^[27] 在 2000 年发展的一种反演方法。简单地说, 就是建立一个数据库, 这个数据库含有大量模型计算得出的谱线轮廓; 对观测轮廓的反演就是从数据库中寻找一组 Stokes 轮廓, 从而使这组轮廓最接近观测轮廓。相比较非线性的最小二乘法的反演, 这套反演方法可以快速、可靠地处理大量的 Stokes 轮廓, 从而是对经典的非线性最小二乘迭代法的一种挑战。

2.2.1 PCA 反演原理

假设观测到谱线的波长点数为 N , ω_i 代表第 i 个波长点的信号, 信号矢量为

$$\mathbf{I} = (\omega_1, \omega_2, \omega_3, \dots, \omega_M)^T, \quad (12)$$

其中上标 T 代表信号矢量 \mathbf{I} 的转置。

通过一个特定的模型大气, 可以得到一个拟合的轮廓 I_{model} , 对观测轮廓 I_{obs} 的反演就是找到这样一个模型, 使得观测轮廓和拟合轮廓之间的几何距离最小, 即:

$$d = |\mathbf{I}_{\text{model}} - \mathbf{I}_{\text{obs}}|. \quad (13)$$

假设已经得到模型轮廓的一个数据库: $\mathbf{I}_j = \mathbf{I}_{\text{model},j} = (\omega_{1j}, \dots, \omega_{Mj})$, $j = 1, 2, 3, \dots, N$, 假如这 N 个模型轮廓所代表的数据库包含了物理参量所有可能的值。然后根据本征轮廓 b_i 的标准正交性, 对这些模型信号 $\mathbf{I}_{\text{model},j}$ 进行线性重构; 同样对观测的信号 \mathbf{I}_{obs} 也用本征轮廓进行重构。

为了求得本征轮廓 b_i 及本征值 ρ_i , 令: $\mathbf{X} = (\mathbf{I}_1, \dots, \mathbf{I}_N)$, $\mathbf{C} = \mathbf{X}\mathbf{X}^T$ 。求出矩阵 \mathbf{C} 的本征矢量以及本征值, 这里把本征矢量称为本征轮廓: $\mathbf{C}b_i = \rho_i b_i$, 因此, 不管是数据库中的模型轮廓还是观测到的轮廓, 都可以写为 $\mathbf{I} \approx \sum_{i=1}^n e_i b_i$ 。

这里可以对数据 b_i 的数目进行压缩, 对信号的重构可以利用仅仅几个本征轮廓表示, 即 $n \ll M$ 。对本征轮廓的取舍可以通过本征值 ρ_i 来决定。

因此就可以把一个高维的信号矢量 \mathbf{I} 用低维的本征特征矢量分析, 即 PCA(Principal Component Analysis): $\mathbf{E} = (e_1, \dots, e_n)^T$ 。由于本征轮廓是标准正交的, 因此式 (13) 等价于: $d = |\mathbf{E}_{\text{model}} - \mathbf{E}_{\text{obs}}|$ 。数据库中的每个本征特征矢量都可以看作是一个 n 维本征特征空间中超曲面上的一点, 这里称之为模型超曲面 (model manifold), $\mathbf{E}_{\text{model}}$ 。反演的问题就是从这个模型超曲面上寻找一点, 使之最接近 \mathbf{E}_{obs} , 如图 6 所示, 这里例举了 $n = 3$ 的情况。

把 PCA 技术应用到偏振光谱的反演, 就可以得出:

$$d_{\text{stokes}} = \sum_{k=I,Q,U,V} w_k |\mathbf{E}_{k,\text{model}} - \mathbf{E}_{k,\text{obs}}|, \quad (14)$$

其中, w_k 代表权重, 本征特征矢量 E_k 的维数可能会不同。对于 Stokes 参量的每个分量而言, 需要从其数据库中寻找与 $E_{k,obs}$ 最接近的点; 为了确保从 4 个数据库中找到的 d_{stokes} 最小, 而且具有物理意义, 这里在每个数据库中对 d 指定了极限, 超过该极限的点即使最后使 d_{stokes} 最小也会被丢弃。

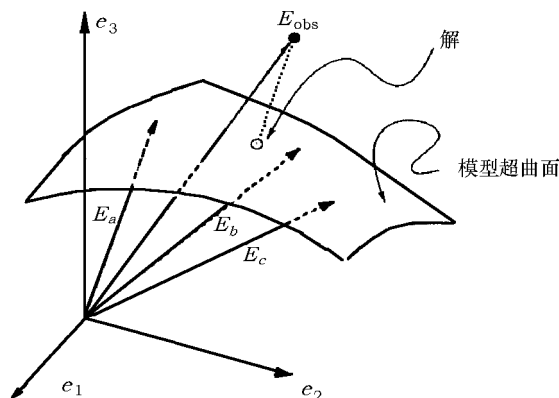


图 6 $n = 3$ 时, PCA 反演的结果

$E_{a,b,c}$ 代表模型的本征矢量^[27]

2.2.2 建立数据库

然而, 在 PCA 方法中, 建立数据库是极其重要的。如果最初的数据库不能包含所有可能观测到的轮廓, 那么当把待分析的观测轮廓分解成本征特征矢量时, 这些本征特征矢量会遗漏掉观测轮廓的许多物理信息; 即使数据库包含了所有的光谱特征, 也有可能使待分析的光谱轮廓不能用数据库中的任何一组本征特征矢量表示, 这可能是由于所选物理模型的局限性造成的。下面介绍两种方法, 可以避免这两种情况的发生。

2.2.2.1 太阳观测

这种方法的数据库建立在实际的太阳观测的基础上。如果这些观测覆盖了一个很大的太阳特征的范围 (活动区、宁静太阳、谱斑区等), 那么这个数据库将会含有所有可能的 Stokes 轮廓特征。然后利用反演方法反演出这些轮廓的特征, 得出对应于 Stokes 轮廓特征的物理参量以及矢量磁场; 根据 PCA 展开式计算出这些轮廓的本征特征矢量。把本征特征矢量以及相应的模型物理参量储存在数据库中。

FATIMA (Fast Analysis Technique for the Inversion of Magnetic Atmosphere) 是高山天文台 (HAO) 在这种途径下发展的一种方法, 在数据库中寻找本征特征矢量以及相应的模型, 使之最接近观测轮廓。

同时 Socas-Navarro 等人^[28] 把这种反演方法用到 ASP (Advanced Stokes Polarimeter) 实际的观测中, 利用 HAO M-E 反演得出数据库中不同 Stokes 轮廓的物理参量。数据库中包含了 50 000 个 Stokes 轮廓和模型, 这些轮廓分别是 4 个不同的区域观测得到的: 一个宁静区、两个黑子区和一个活动区。利用这个数据库, 同时根据 FATIMA 方法对日面中心的一个黑子进行反演, 得出了该黑子的矢量磁场。最后和 HAO M-E 反演的结果进行了对比。由于

FATIMA 数据库中所有的本征特征矢量所构成的超曲面不是一个连续的空间, 因此 FATIMA 的磁图相比较 M-E 反演的结果误差较大。然而, 从反演时间上来说, 对于同一个活动区, 用同一台计算机进行数据的反演运算, M-E 反演该活动区磁图需要 12 h, 而 FATIMA 方法则只需 5 min, 大大提高了反演速度。

2.2.2.2 建立自己的数据库

如果设置大气模型中每个物理参量变化范围, 并且令每个参量在一定的间隔内取值, 仍然可以建立一个数据库。为了确保所有可能的 Stokes 特征都被包含在数据库中, 需要对每个参量取一个较大的变化范围, 因此创建数据库的过程是一个较慢的过程。考虑一个简化的带有 10 个自由参量的 Milne-Eddington 模型, 如果希望每个参量至少有 10 个取样, 这就可能会导致至少 10^{10} 个轮廓的数据库, 而从这个数据库中寻找出与观测相符的轮廓也是一个很费时的工作。因此在建立数据库时, 为了适当地说明 Stokes 参量的变化, 首先要考虑模型中哪些物理参量是必需的, 这么做的主要原因是为了减少模型中物理量的数目。尽管这种做法可能会导致物理参量的误差, 然而为了保持算法的效率, 必须对大气模型做简化。

PCA-Interpolation 方法就是建立在这个原理上的一种方法^[29]。为了提高在数据库中寻找的效率, PCA-Interpolation 方法引入了一个整数参量 N , 并且把数据库分割成 N^n 个 n 维的小立方体, 其边长为 d_j/N , d_j 是数据库中主轴的总长度。由于数据库中的点在整个本征特征空间中并不是均匀分布的, 因此许多小立方体中并没有本征特征矢量。引入一个指针结构变量, 这个指针结构变量将反馈出哪些小立方体是非空的以及有关小立方体的物理信息。在每个非空的小立方体中, 利用 Taylor 展开式, 把物理参量 a 看作是本征特征矢量 E_i (每个非空的小立方体中所有的本征特征矢量) 的函数。只要这种内插近似合理地包含这个小立方体的所有点, 那么就可以用相应的内插系数代替本征特征矢量的信息。

Eydenberg 等人^[29]把这种反演方法应用到 ASP 的实际观测中, 同时和 M-E 反演的结果进行了对比: 在对宁静区数据的反演中, 用 PCA-Interpolation 反演出的磁场强度要比 M-E 方法反演的磁场强度小 0.01~0.015 T, 而用 PCA-Interpolation 方法反演的磁倾角几乎是不可靠的; 而在半影数据的反演中, 无论是磁倾角还是磁场强度, PCA-Interpolation 反演结果都有所提高; 而在本影数据的反演中, PCA-Interpolation 反演的磁倾角普遍要比 M-E 反演的磁倾角高 10° 。

3 太阳光球小尺度结构磁场的 Stokes 光谱数据反演

自从 1997 年以来, 关于太阳光球小尺度结构磁场的 Stokes 光谱数据的反演方法已经逐步发展起来, 并且应用到实际的观测数据中, 得到了小尺度结构的磁图。

Sanchez^[30]在 1997 年提出了 IAC MISMA(Micro-Structured Magnetic Atmospheres) 反演方法, 从而用来描述大气微观尺度结构的磁场信息。首先认为大气是由非磁的大气背景与大量的小磁流管组成; 然后在局部热动平衡 (LTE) 条件下, 基于在大气微观尺度结构中推导的偏振辐射转移方程, 通过对大气模型的一系列假设提出了这种反演方法。

IAC flux-tube 方法是用来探索太阳光球小尺度磁结构的一种反演方法^[31]。为了构造一个合理的物理模型, 对大气做了大量的磁流体动力学限制条件。Bellot 等人^[32]为了研究谱

斑的磁结构以及动力学性质,拟合了 ASP(Advanced Stokes Polarimeter) 的观测数据,通过 IAC flux-tub 反演方法反演的结果显示:磁流管中存在很重要的速度梯度,从而导致在光球较低的大气层中存在很重要的向下流动;而在高层大气并不存在很明显的运动,这些对于反演 Stokes 轮廓的不对称性是很重要的。

Zurich Flux-tube 反演法是 Frutiger 和 Solanki [33] 在 1998 年提出来的。他们提出了两种不同磁流管模型的反演方法:一种模型类似于 Bellot 等人 [31] 提出的模型,磁流管内存在很明显的向下流动;另一种模型考虑了两种不同的不可分辨的磁流管共同存在于一个可分辨元内,在这种模型里考虑了质量守恒,因此可分辨元内一个磁流管的物质流动通过另一个磁流管的相反运动被抵消。通过对活动区谱斑 Stokes 轮廓的拟合,他们发现这两种模型都可以很好地拟合观测轮廓。

4 利用滤光器型的望远镜进行的磁场测量

目前,以光栅摄谱仪为代表的光谱型望远镜以及双折射滤光器为代表的滤光器型望远镜是用于太阳矢量磁场研究的两种主要光学仪器。在太阳物理的研究上,这两种仪器都有很长的历史而且都起着很重要的作用,每种仪器都有它自己的优点与弱点。光栅摄谱仪有很宽的光谱范围,提供了很高的光谱分辨率;但它只限于在光谱仪的狭缝上的一维光谱,如果用光栅摄谱仪得到二维光谱,需要对该活动区进行扫描,因此对该活动区光谱的测量不是同时的。相比较光谱型的望远镜而言,滤光器型的望远镜可以在同一时间得到一个大气场的单色像;但并不能得到太阳光谱。

迄今为止,利用滤光器型望远镜进行的磁场测量也是获得磁场测量的一种有效的方法。这种方法建立在弱场近似的基础上。Jefferies 等人 [34] 指出:当 Zeeman 裂距 ν_B 很小时 Voigt 函数 $H(\alpha, \nu \pm \nu_B)$ 可以 Taylor 展开为

$$H(\alpha, \nu \pm \nu_B) \simeq H(\alpha, \nu) \pm \nu_B H'(\alpha, \nu) + \frac{\nu_B^2}{2} H''(\alpha, \nu) + \dots \quad (15)$$

其中, $\nu = (\nu_0 - \nu) / \Delta\nu_D$, ν_0 是线心频率, ν 是漂移频率, $\Delta\nu_D$ 是 Doppler 展宽, $\nu_B = \frac{\Delta\nu_B}{\Delta\nu_D}$, $\Delta\nu_B$ 是磁场展宽, $\alpha = \Gamma / (4\pi\Delta\nu_D)$, Γ 是阻尼宽度。如果在式 (15) 的基础上再假设:

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial}{\partial \tau} [\ln(\nu_B \cos \gamma)] &\ll 1 + \eta_0 H(\alpha, \nu), \\ \mu \frac{\partial}{\partial \tau} \ln \left[\left(\frac{\nu_B \sin \gamma}{2} \right)^2 \frac{\partial}{\partial \nu} \ln H'(\alpha, \nu) \right] &\ll 1 + \eta H(\alpha, \nu). \end{aligned}$$

就可以从中得出 Stokes 参量和磁场矢量之间的关系:

$$\begin{aligned} |\nu_B| \cos \gamma &= -V(\nu) / \left[\frac{dI(\nu)}{d\nu} \right], \\ \left(\frac{\nu_B \sin \gamma}{2} \right)^2 &= \pm \frac{H'(\alpha, \nu)}{H''(\alpha, \nu)} \left[(Q^2 + U^2)^{1/2} \frac{dI}{d\nu} \right]. \end{aligned}$$

同时 Jefferies 等人检验了这种弱场近似的使用范围, 根据检验结果指出: $|\nu_B| \leq 0.5$ 得出的磁场都是合理的, 尤其在线翼可以得出更合理的结果。

然而由于我们在观测活动区时所采用的一般是磁敏谱线, 因此得出的黑子磁场并不都满足 $\Delta\nu_B \ll \Delta\nu_D$, 对于部分黑子而言, 它们的磁场最大可达 3 000 G; 在这种强场存在的情况下, 磁光效应是很重要的, 利用线心和线翼确定的磁场方位角存在很大的差别; 因此基于弱场近似的滤光器型望远镜的磁场测量存在一定的局限性, 而且由于它是对单一波长点或者几个波长点进行测量, 没有光谱分辨率, 因此得出磁场的可靠性较差。如果从 HAO NLTE 反演法^[4]的观点来看, 利用滤光器型的磁场望远镜对色球进行矢量磁场测量几乎不可能。首先, 对色球谱线的反演要求把谱线的带宽限制到距离线心 Doppler 宽度, 同时仪器的光谱分辨率也有一定的限制; 其次, 为了出色球的矢量磁场, 至少需要对两组色球 Stokes 轮廓进行反演。

5 Stokes 光谱反演方法存在的问题以及展望

尽管许多 Stokes 光谱反演方法已经取得相当的成功, 但反演方法仍存在许多问题。首先, 即使最好的反演方法也是从数据中得到信息, 而且在制定的模型 (其中包含了对太阳大气所做的一系列的假设) 框架中反演自由参量, 因此反演结果的可靠性在很大程度上取决于所采用的数据和模型; 其次, 对非线性最小二乘反演法而言, 需要找到一个最小的量, 用最佳拟合轮廓的磁场强度作为结果, 但对于同一谱线而言, 往往面临着拟合参数的唯一性问题。

反演方法对模型的依赖性显然是令人不满意的, 因为我们不能保证所建立的模型可以精确地描述太阳大气, 因此用一个极其简化的模型反演得出的大气参量是非常不可靠的。然而由于我们不能对太阳大气的磁场进行直接的测量, 因此我们又需要利用反演方法, 借助于大气模型再现观测轮廓。如果我们把反演方法看作是一种从观测轮廓中推导大气信息的方式, 似乎它们又可以对观测做出正确的解释。毕竟, 在任何假定体系执行的观测与推导都最终依赖一系列的假设。而且, 尽管反演结果在某种意义上依赖大气模型, 但并不依赖于大气模型中某一个特别的物理参量, 所有相关的物理变量都是同时被拟合的。因此对反演方法的争论是一种具有哲学性的争论。

另外, Stokes 望远镜不断的完善与发展以及 Solar-B 的成功发射给反演方法的发展带来了希望^[35-39]。由于太阳大气非常不均匀, 随着这些望远镜空间分辨率以及时间分辨率的不断提高, 我们将得到更加可靠的观测数据。同时随着理论知识的不断完善以及反演技术的进步, 太阳物理学家们在反演过程中合理考虑物理参量的变化以及参量之间的关系, 使得反演结果与观测符合得越来越好。由于不同的谱线形成于不同的几何深度, 有着不同的磁场敏感性, 因此, 为了得到多层大气的物理参量, 太阳物理学家选用合理的多条磁敏谱线进行反演, 取得了显著的成效。

6 目前的工作及以后的研究方向

2006 年, 金春兰等人^[23]运用屈中权等人的反演方法, 利用云南天文台 / 国家天文台

Stokes 光谱望远镜 2002—2004 年的观测数据, 统计分析了 30 个单极独立黑子的磁场特性与黑子几何特性之间的关系; 汪景琇等人^[40]在处理观测数据时, 对减少数据的噪声以及改正地面视宁度的影响等方面也做了一定的理论工作。基于我们在 Stokes 光谱反演方面的理论基础, 今后的工作主要从以下两个方面入手。

1) 如果太阳活动区的磁场偏离势场, 就是 $\nabla \times \mathbf{B} \neq 0$, 由 Ampere 定律 $\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B}$ 可知, 活动区便会存在电流分布。然而目前在现有基于 Zeeman 效应的磁场测量中, 其横场 (与视向垂直的磁场分量) 的方位角存在着 180° 任意性, 即方位角 φ 和 $\varphi + 180^\circ$ 均为可能值。不能确定横向磁场的方位角, 当然也就不能确定向量磁场的真实结构, 从而不能得出活动区的电流分布。鉴于方位角 180° 不确定性是利用 Zeeman 效应进行磁场测量的固有缺陷, 无法从测量中消除, 只能借助各种物理模型加以确定, 目前常见的有以下几种方法: Krall 方法^[41]、连续性方法^[42]、综合方法^[43]、逐步逼近法^[44]、等效磁荷法^[45]、最小能量法^[46]等。

1990 年, 吴林襄和艾国祥^[47]提出了一套双层大气磁场资料确定横场方位角的方法, 从磁场最基本的性质出发, 取直角坐标系, z 轴指向观测者, (x, y) 平面为光球面, 根据磁场矢量的特性 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, 推出:

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} \right) \leq 0, \quad (16)$$

从而我们进一步得到:

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} \left(\frac{1}{B_x} \frac{\partial B_x^2}{\partial x} + \frac{1}{B_y} \frac{\partial B_y^2}{\partial y} \right) \leq 0. \quad (17)$$

若有双层太阳大气的矢量磁场资料, 则对每一个观测点, B_z 为已知, 因而可根据式 (17) 判定 B_x 和 B_y 两种取值何者为正确。这个方法无任何的假定, 原理上是完善的。目前我们试图进一步完善屈中权等人的反演方法^[22,23], 在反演过程中加入谱线 Fe I 6301.5Å, 以求出两层大气的矢量磁场, 从而解决 180° 不确定问题, 得出黑子矢量磁场的真实结构, 分析黑子活动区的电流分布以及电流螺度等问题。

2) 由于地面望远镜受到大气散射以及视宁度的影响, 尽管目前的反演方法对观测数据做了一定的处理, 但仍无法完全消除地面大气的影响。因此我们下一步的工作将围绕着 Solar-B 这个空间望远镜的高分辨率观测数据展开, 分析得出黑子本影以及半影精细结构的矢量磁场、电流分布以及电流螺度等问题。

参考文献:

- [1] del Toro I J C. Introduction to Spectropolarimetry, Cambridge: Cambridge University Press, 2003: 4
- [2] Unno W. PASJ, 1956, 8: 108
- [3] Beckers J M. SoPh, 1969, 9: 372
- [4] Lites B W, Skumanich A, Rees D E, et al. ApJ, 1988, 330: 493
- [5] Jefferies J, Lites B W, Skumanich A. ApJ, 1989, 343: 920
- [6] Moe O K. SoPh, 1968, 4: 267
- [7] Beckers J M. SoPh, 1969, 9: 372L
- [8] Rees D E, Murphy G A, Durrant C J. ApJ, 1989, 339: 1093

-
- [9] Socas-Navarro H. ASPC, 2001, 236: 487
- [10] Auer L H, Heasley J N, House L L. SoPh, 1977, 55: 47
- [11] Auer L H, Heasley J N, House L L. ApJ, 1977, 216: 531
- [12] Skumanich A, Lites B W. ApJ, 1987, 322: 473
- [13] Lites B W, Skumanich A. ApJ, 1990, 348: 747
- [14] Lites B W, Elmore D F, Seagraves P, et al. ApJ, 1993, 418: 928
- [15] Ruiz B, del Toro Iniesta J C. ApJ, 1992, 398: 375
- [16] Press W H, Flannery B P. Numerical Recipes, Cambridge: Cambridge University Press, 1986, 137: 1
- [17] Solanki S K, Ruedi I, Livingston W. A&A, 1992, 263: 339
- [18] Gingerich O, Noyes R W, Kalkofen W, et al. SoPh, 1971, 18: 347
- [19] Obridko V N, Staude J. A&A, 1988, 189: 232
- [20] Ding M D, Fang C. A&A, 1989, 225: 204
- [21] Maltby P, Avrett E H, Carlsson M, et al. ApJ, 1986, 306: 284
- [22] Qu Z Q, Xu C L, Zhang X Y, et al. MNRAS, 2006, 370: 1790
- [23] Jin C L, Qu Z Q, Xu C L, et al. Ap&SS, 2006, 306: 23
- [24] Socas-Navarro H, Trujillo Bueno J, Ruiz Cobo B. ApJ, 2000, 530: 977
- [25] Socas-Navarro H, Ruiz Cobo B, Trujillo Bueno J. ApJ, 1998, 507: 470
- [26] Socas-Navarro H. ApJ, 2005, 631: L167
- [27] Rees D E, Lopez Ariste A, Thatcher J, et al. A&A, 2000, 355: 759
- [28] Socas-Navarro H, Lopez Ariste A, Lites B W. ApJ, 2001, 553: 949
- [29] Eydenberg M S, Balasubramaniam K S. ApJ, 2005, 619: 1167
- [30] Sanchez A J. ApJ, 1997, 491: 993
- [31] Bellot Rubio L R, Ruiz Cobo B, Collados M. ApJ, 1997, 478: 45
- [32] Bellot Rubio L R, Ruiz Cobo B, Collados M. ApJ, 2000b, 535: 489
- [33] Frutiger C, Solanki S K. A&A, 1998, 336: 65
- [34] Jefferies J, Lites B W, Skumanich A. ApJ, 1989, 343: 920
- [35] Baur T G, House L L, Hull H K. SoPh, 1980, 65: 111
- [36] Baur T G, Elmore D E, Lee R H, et al. SoPh, 1981, 70: 395
- [37] Qu Z Q, Zhang X Y, Chen X K, et al. SoPh, 2001, 201: 241Q
- [38] Elmore D F, Lites B W, Tomczyk S, et al. SPIE Proc, 1992, 1746: 22
- [39] Socas-Navarro H, Elmore D, Pietarila A, et al. SoPh, 2006, 235: 55
- [40] Wang J X, Shi Z X, Wang H N, et al. ApJ, 1996, 456: 861
- [41] Krall K R, Smith J B Jr, Hagyard M J, et al. SoPh, 1982, 79: 59
- [42] Aly J J. SoPh, 1989, 120: 19
- [43] Wang H N, Lin Y Z. ChAA, 1993, 17: 423W
- [44] Canfield R C, de La Beaujardiere J F, Fan Y H, et al. ApJ, 1993, 411: 362
- [45] 汪景琇. 天体物理学报, 1994, 14: 166
- [46] Metcalf T R. SoPh, 1994, 155: 235
- [47] 吴林襄, 艾国祥. 天体物理学报, 1990, 10: 371
- [48] Landolfi M, Deglinocent E L. SoPh, 1985, 97: 239

Stokes Inversion Techniques of Sunspots' Magnetic Field

JIN Chun-lan, WANG Jing-xiu

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

Abstract: Reliable measurements of vector magnetic field in the solar atmosphere will help us with a better understanding of many active phenomena in association with solar active regions, such as the trigger mechanism and energy release of flares, the structure and dynamics of sunspots, the formation of prominences and so on. At present, the high resolution observations have mostly been made on various small-scale magnetic structures with regard to the rather large-scale and strong fields in sunspots. Because some energy levels of an atom will split in the magnetic field (Zeeman effect), spectral lines corresponding to these energy levels will exhibit different components with various characters of polarization. At present, the measurements of sunspots' magnetic field are carried out by the observations of Stokes parameters I , Q , U and V in a spectral line sensitive to the Zeeman effect. In this paper we will summarize the progress of Stokes inversion techniques of sunspots' magnetic fields, which have been made in recent 30 years. Furthermore, we will present a brief comparison between the two kinds of optical instruments for the solar vector magnetic field's research, namely the spectrograph represented by the grating spectrograph and the filter represented by the birefringent filter. The review is aimed at future studies on sunspot Stokes polarimetry based on the high resolution observations from spaceborne, e.g., Solar-B polarimeter, and ground-based observations.

Key words: astrophysics; sun-magnetic field; stokes polarimetry; stokes inversion technique