根据中性铁 λ6301 和 λ6302 Å 谱线测得的纵向磁场之比推断的宁静太阳磁场构型

S. G. Mozharovsky

俄罗斯科学院应用天文学研究所，俄罗斯圣彼得堡

电子邮件：*mozharovskys@mail.ru*ORCID：0000-0002-5552-8254

稿件于2025年2月24日收到。2025年修回。2025年接受发表。

根据日出卫星光谱偏振仪的数据估算纵向磁场时，采用不同方法会得到不同结果。特别是，采用重心法（COG）得到的中性铁 λ6301 和 6302 Å谱线的数值并不一致。部分差异源于重心法应用于这两条谱线时所产生的误差不同。不过，部分差异可以用这两条谱线对磁场变化的响应函数形成于不同高度这一事实来解释。这应当伴随着磁场具有一定的形态结构：宁静光球中的大多数磁场构型彼此相似。粗略而言，其结构可与太阳黑子相比较——存在一个磁场最强、近乎垂直的中心区域，以及类似半影的斜坡区域，在那里磁场减弱和／或转为水平方向。这种转向发生在中性铁 λ6301 和 6302 Å谱线对磁场变化响应最强的高度，转向长度约为几十千米。

关键词：日出号太阳光学望远镜/光谱偏振仪、纵向磁场、宁静太阳、重心法

DOI：10.7868/S3034502225070128

Pu发表于《地磁学与航空学》（俄文版），2025年，第65卷，第7期，第1073–1082页

arXiv:2611.32076v1 [astro-ph.SR] 24 Nov 2026

1. 引言

一个众所周知的问题是，不同测度方法获得的m磁场值之间存在差异m方法。我们以图示方式展示这些差异——c（见图 1），并使用tHinode 光谱偏振仪收集的大量数据。

首先，我们来比较宁静光球中的纵向磁场值，t这些值由米尔恩–爱丁顿m模型反演（ME反演）测得，我们将在下文中d记作B_{ME}，其数值采用中心o重力（COG）方法对斯托克斯轮廓 I +Va和 I –V 获得，记作B_{IV}；宁静光球见图 1(a)a和 1(b)，半影见图 1(d) 和 1(e)f。需要指出的是，当我们将其分-讨论通过ME反演得出的磁场时，我们既有场强（以高斯为单位），也有磁通密度；磁通密度由场强乘以填充因子得到，单位为高斯（或每平方厘米麦克斯韦）。然而，当我们提到用重心法测得的磁场时，它总是对观测区域取平均值。也就是说，它是在光谱仪狭缝面积以及谱线形成的高度范围内取平均值。为简便起见，我们通常将这一量称为场强，但本质上，它表示平均磁通密度。

COG法与ME反演方法所得的$B_{\mathrm{ME},\parallel}$和$B_{\mathrm{IV}}$之间的差异不大；其中一些差异可以用COG法的不准确性来解释（见第3节）。显然，响应函数，尤其是COG法和ME反演方法的有效响应高度，并不相同。然而，这种差异由大量因素造成，目前还无法对其进行分析并将其与光球中的物理条件联系起来。其次，我们分别比较使用COG法测得的中性铁 λ6301 和λ6302 Å谱线的纵向磁场值。对于半影（图1(f)），差异很小，这与COG法应用于不同谱线时的变化有关。然而，对于宁静光球（图1(c)），乍看之下，这种差异似乎要求纵向磁场随高度急剧增强。解释图1(c)中这一现象的第二种方式，是采用填充因子f模型，其中磁场仅占据很小一部分区域。测得值之间所需的比值$k_{12}=B_{\mathrm{IV},\,6301}/B_{\mathrm{IV},\,6302}$可以用光谱仪孔径内混合的磁元和非磁元的斯托克斯I轮廓之间的差异来解释

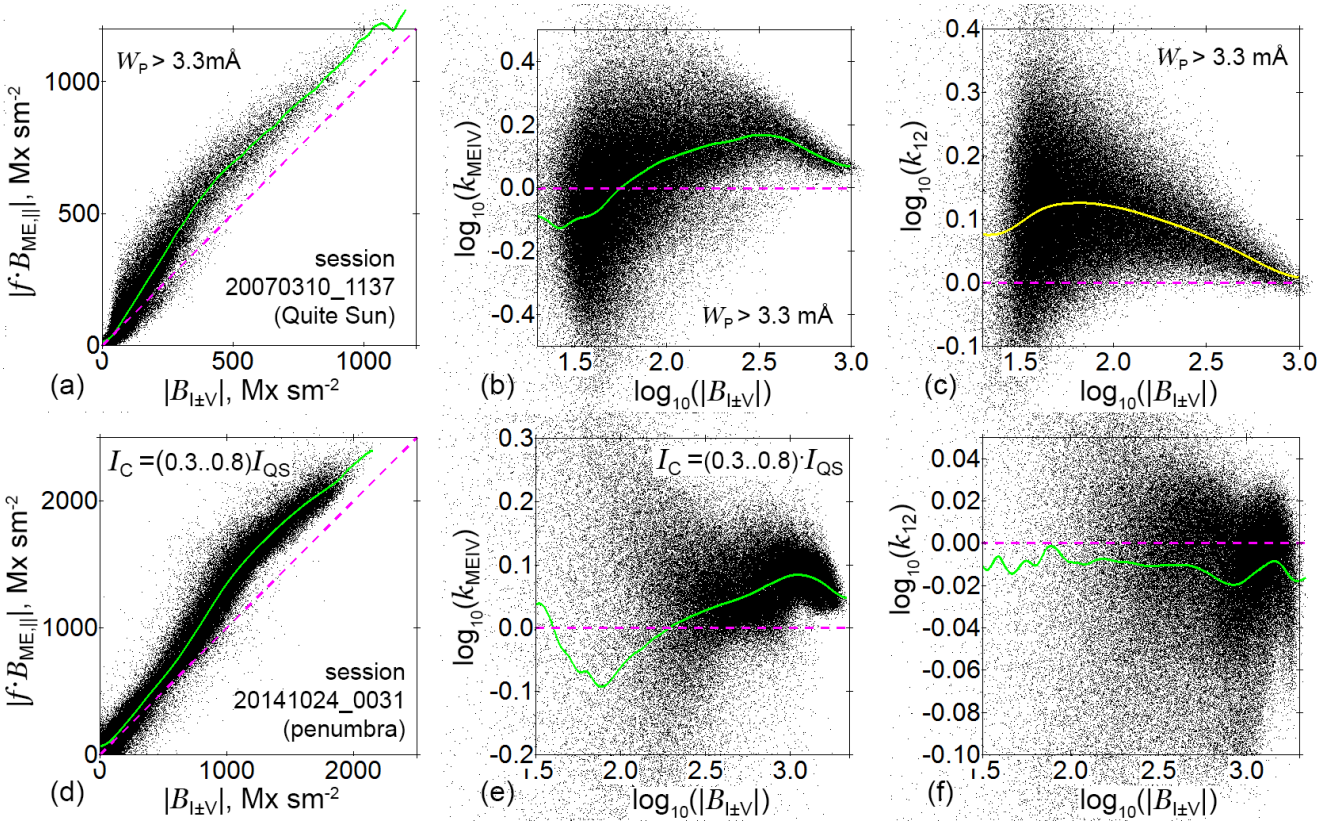

图 1。上排——观测时段 20070310_1137 （宁静光球）的数据。下排——观测时段 20141024_0031 （半影区域的观测数据）。图 (a、b、d、e) 比较了使用 ME反演方法得到的纵向磁通密度 $f\cdot B_{\|}$ 与使用重心法得到的 B_{IV} 值；图 (a) 与 (b) 以及图 (d) 与 (e) 分别展示相同的数据，仅物理坐标轴不同。图 (c、f) 比较了使用重心法得到的 $B_{IV,\ 6301}$ 和 $B_{IV,\ 6302}$ 的值。

孔径 [Domínguez Cerdeña 等，2003年；Botygina 等，2017]。

图 1 的上排和下排分别展示了两个观测时段的数据。上排显示的是观测宁静太阳的典型时段。该时段的观测图在 Hinode太阳光谱仪的视场范围内尺寸最大。下排展示了其中一个观测时段，此时复杂太阳黑子群的半影占据了相当大一部分区域。

如果测量方法没有误差，那么它们的结果就会相同。结果之间的差异表明，方法可能存在误差，也可能是因为我们接收到的数据来自不同体积的太阳等离子体。例如，数据可能来自不同高度的体积；也可能来自孔径区域内的不同区域：当 Stokes V轮廓的源位于有磁场的区域内时，I轮廓的源则分布在整个区域。因此，根据图 1(a) 和 1(b)，在宁静光球中，磁通密度比 $k_{MEIV}=f\cdot B_{ME,\|}/B_{IV}$ 从$B_{IV}=30$ Mx cm^{-2} 时的 0.7 变化到$B_{IV}=350$ Mx cm^{-2}时的 1.5。在半影中（图 1(d,e)），k_{MEIV} 在$B_{IV}=60$ 和 1100 Mx cm^{-2}时分别达到 0.8 和 1.2。

使用重心法得到的两条不同谱线的纵向磁场差异更值得关注。虽然在半影中差异很小（图 1(f)）——也就是说，$k_{12}=B_{IV,6301}/B_{IV,6302}$ 与 1 的偏差小于 5%，这可归因于该方法对这两条谱线的测量精度不同——但在宁静光球中（图 1(c)），k_{12} 的平均值达到 1.3，对应B_{IV} 50– 80 Mx cm^{-2} ($\log_{10}(k_{12})\approx 0.12$)。其他作者的研究中也根据 SP/Hinode 数据得到了$k_{12}=1.3$的值 [Botygina 等， 2017]。在论文[Domínguez Cerdeña 等， 2003] $k_{12}=1.25\pm 0.14$。

2. 观测数据

本研究基于太阳光学望远镜（SOT）的光谱偏振仪（SP） [Lites 等人， 2013]获取的数据；该望远镜搭载于日出卫星任务 [Kosugi 等人， 2007]。我们使用已完成预处理的一级数据。分析的主要对象是宁静光球，不将其划分为

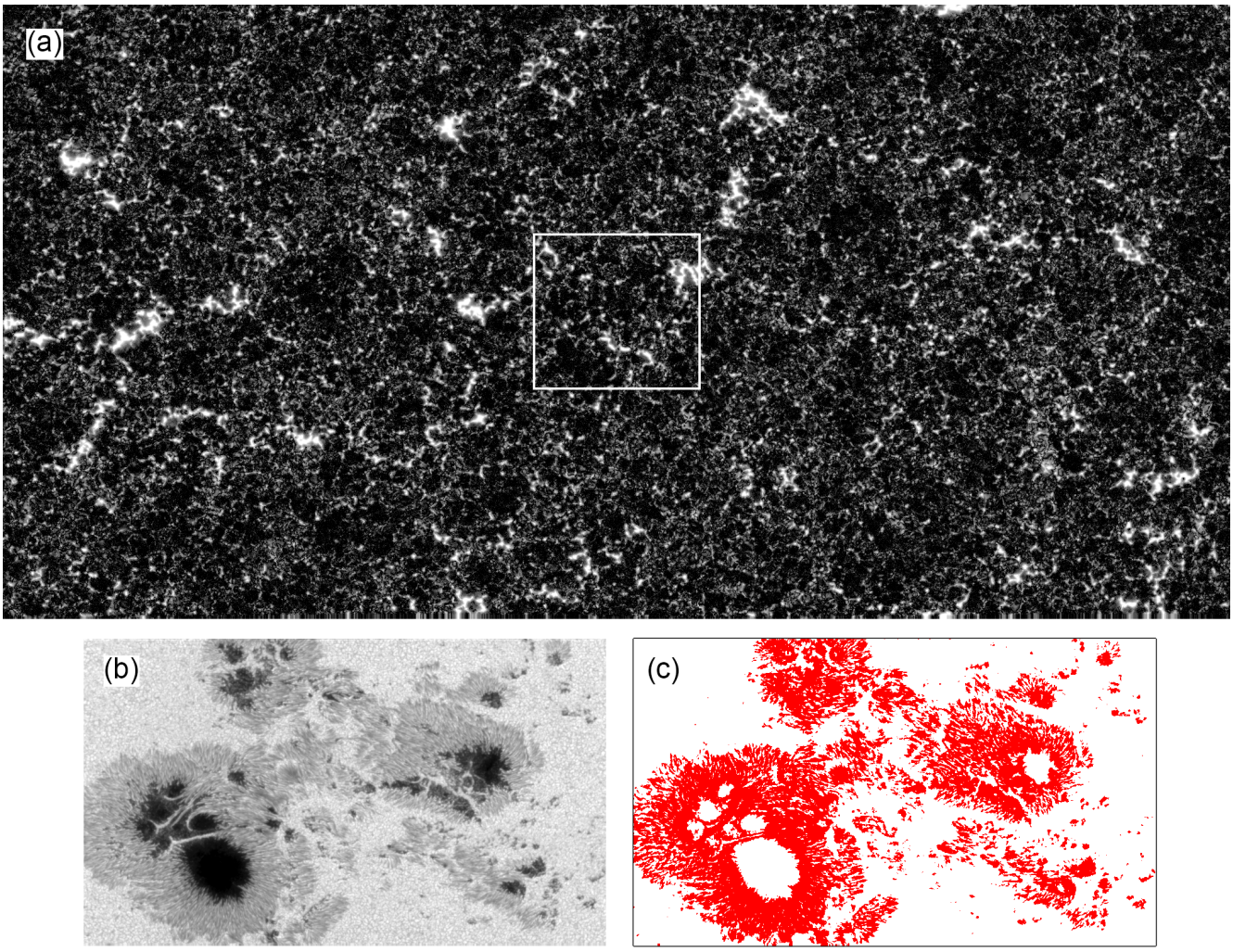

图2. 所研究区域的分布图。(a)——session 20070310_1137的 $\log_{10}(B_{\rm IV})$ 分布图，黑白截断值分别为 1 和 2.5（10 和 310 G）。$B_{\rm IV}$ 表示采用重心法对两条谱线测度并取平均得到的纵向磁场磁通密度。(b) 和 (c)——session 20141024_0031的亮度图$I_{\rm C}$ 以及突出显示半影区域的掩膜（$I_{\rm C} = [0.3, 0.8]I_{\rm QS}$）；$I_{\rm QS}$ 为宁静太阳的平均亮度。

网络区（NW）和超米粒内部区域（网络间区，IN）。在本研究中，宁静光球由一个观测时段表示，我们将其标识为 20070310_1137 （见图2(a)）。前八位数字表示日期，格式为 YYYYMMDD；后四位数字表示观测时段开始的小时和分钟。该观测时段是研究最多的时段之一，相关研究始于 [Lites 等人， 2008] 的论文，止于 [Amari 等人， 2024]。作为示例，下文图7将展示该观测时段的 40×40 角秒地图中央部分（与 [Lites 等人， 2008]中的做法相同）。进行半影分析时，使用观测时段 20141024_0031 较为方便（图2(b)和图2(c)）。

SP/Hinode 数据由斯托克斯强度 I、Q、U、V 组成，这些强度是在波长范围 6300.9–6303.0 Å 内以约 21.6 毫埃的步长记录的光谱中 112 个点测得的。偏振仪最多可沿狭缝以 0.16″ 增量记录 1024 个点，狭缝还可沿表面以 0.15″ 步移动，最多移动 2047 步。SOT 望远镜将其角分辨率限制为 0.32″，这与其衍射极限有关。本文使用的是在每个狭缝位置以 4.8 秒曝光时间记录的图谱。

研究宁静光球的磁场时，首先必须剔除未显示出谱线磁分裂的图中点。我们假设，这些点的斯托克斯参数 Q、U 和 V 的值之和低于某个阈值。我们将偏振值定义为$P = \sqrt{\mathrm{Q}^2 + \mathrm{U}^2 + \mathrm{V}^2}$,，其中 Q、U 和 V 的值均以连续谱水平$I_{\rm C}$归一化。沿谱线轮廓对$P$ 值求和，便可类比强度剖面所得的谱线等效宽度，确定偏振等效宽度W_P

其定义为$W_{\rm I} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2}({\rm I}/I_{\rm C})d\lambda$。$W_P$ 的值可表示为偏振曲线与零轴之间的面积。由于Y轴无量纲，W_P 与 X轴一样具有波长量纲。求和边界 λ_1 和 λ_2 的取值依据以下两项标准之一确定：剖面翼部的强度 I(λ) 低于 95%$I_{\rm C}$，或与谱线中心的距离 λ_0 超过 300 毫埃。我们根据图中全部 2×10^6 个点的W_P 值绘制了直方图。假设宁静光球中的大多数点不含磁场，则直方图峰值的位置可指示噪声水平的平均值，即 1.6 毫埃。绘制散点图时，我们将$W_P = 3.3$ 的下限设为毫埃，从而剔除该观测时段 20070310_1137中 92.5% 的非磁性图中点（例如图 1(a、b、c)）。

W值对于估算谱线中的偏振很重要。然而，要确定噪声水平，使用 Lites 等人[采用的 P值（“分数总净偏振”）更为方便。我们确定 W_P 的方法与这些作者的方法相同，区别在于一个常数系数，即 $P_{\rm tot} = W_P/1200$。在他们的工作中，用于区分磁性点与非磁性点的阈值 $P_{\rm tot} = 0.004$ 对应于 $W_P = 4.8$ mÅ。$P_{\rm tot}$ 与 W_P 之间的关系可由以下事实解释：Lites 等人 2008] 将积分除以积分区段的长度。这些作者为两条谱线分别选取了 λ_1 和 λ_2 的值，范围为-300 至 $+300$ mÅ，总计为 $(300+300)\times2 = 1200$。

COG 方法的纵向磁场值是根据第 3 节公式（2）对斯托克斯轮廓 I 和 V 求和得到的。磁通密度 $f\cdot B_{\rm ME,\parallel}$ 由从 Level 2 FITS 文件中提取的三个物理量相乘得到：场强 $|B|$（**场_强度**）、磁场倾角相对于视线的余弦 cos(γ)（γ**– 场_倾角**），以及磁性填充因子f（在标准 Hinode SP FITS 文件头中，该因子历来标记为**杂散_光_填充_因子**）。

3. 重心法

重心法在 [Semel1967] 中有所描述，并在 [Rees & Semel1979]中进行了更详细的讨论。该方法基于这样一个事实：斯托克斯轮廓的重心（COG）I $+$V 和 I $-$ V 的位置差，等于根据公式计算出的谱线磁分裂值（其中，λ 的数值以 Å 为单位，而B 的单位为高斯）：

$$\frac{\lambda_{\rm I+V} - \lambda_{\rm I-V}}{2} = 4.6686\times10^{-13}\cdot\lambda^2\cdot g_{\rm eff}\cdot B_{\parallel}, \quad (1)$$

重心的波长 $\lambda_{\rm I\pm V}$，其中$I_{\rm I\pm V} = I_{\rm C} -$（I $\pm$V），计算如下：

$$\lambda_{\rm I\pm V} = \frac{\sum(I_{\rm I\pm V}\cdot\lambda\cdot\Delta\lambda)}{\sum(I_{\rm I\pm V}\cdot\Delta\lambda)}, \quad (2)$$

$B_\parallel$ 由式（1）通过重心法计算得到的磁场纵向分量；在本文中，我们将其作为同义表达，记作$B_{\rm I\pm V}$，或简写为$B_{\rm IV}$。另一方面，$B_\parallel = |B|\cos(\gamma)$，其中 γ为磁场矢量与视线之间的夹角。

公式（1）和（2）可以用另一种形式表示。在这种情况下，该方法称为斯托克斯 V 参数的矩方法 [Mathys,1988]。更准确地说，这是以谱线等效宽度归一化的斯托克斯 V 参数的一阶矩：

$$M_{\rm V} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2}(\lambda-\lambda_0)\cdot{\rm V}\cdot d\lambda}{W_{\rm I}}. \quad (3)$$

公式（3）中的矩$M_{\rm V}$ 在物理上等价于公式（2）中重心的差值 $\lambda_{\rm I\pm V}$。使用公式（2）和（3）计算磁场所得的结果一致。公式（3）的记法使我们了解到，当填充因子（Filling Factor–f）较小时，即光谱仪孔径中被磁场区域占据的面积比例较低时，结果可能会发生偏差。具体而言，负责形成斯托克斯轮廓 V(λ) 和 I(λ) 的表面区域可能并不重合。这将使 Fe I λ6301 和 6302 Å谱线的$M_{\rm V}$ 值产生不同程度的变化。下面对此进行说明。

因此，存在场强为千高斯的细磁通管，会改变引言中所述的纵向磁场值$k_{12} = B_{\rm IV,6301}/B_{\rm IV,}6302$之间的关系。概括而言，这种畸变机制可描述如下。众所周知，在太阳黑子以外具有磁场的宁静光球区域，谱线的等效宽度会减小。设磁场为$B_0 = 1000$ G，填充因子为$f = 0.1$，中性铁 λ6302 Å 谱线的等效宽度减半$r_2 = 0.5$。这里，r 是磁场中谱线等效宽度相对于非磁性光球的变化系数。那么，测得的磁通密度为$B_{\rm IV,6302} = B_0\cdot f\cdot r_2 = 50\,{\rm Mx\ cm^{-2}}$。如果$W_{\rm I,}6301$在磁场中减小了

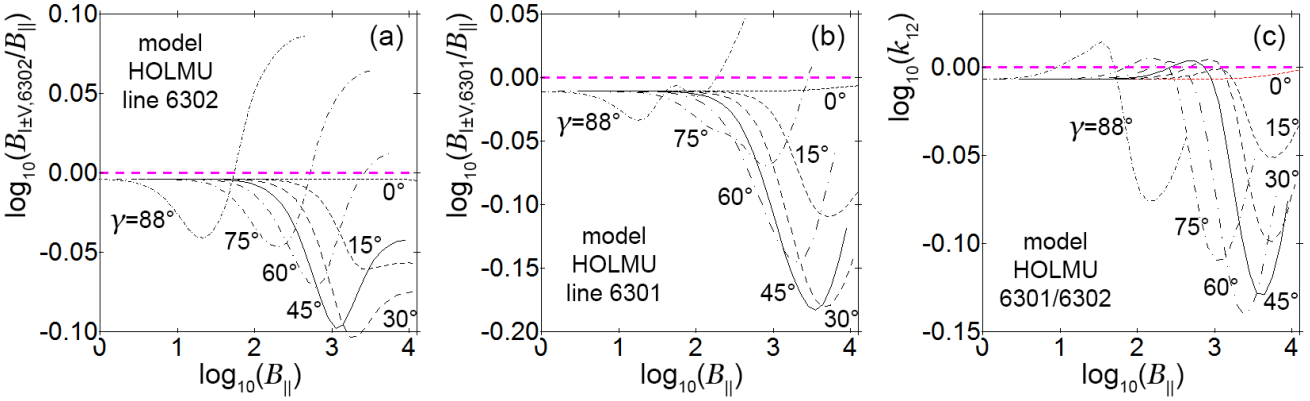

图 3. 纵向磁场强度数值的比较。(a) 和 (b)——将根据合成斯托克斯轮廓计算得到的磁场 $B_{\mathrm{I}\pm\mathrm{V}}$ 与模型磁场 $B\| = B_0 \cdot \cos(\gamma)$进行比较，涉及中性铁 λ6302 和 6301 Å谱线。(c)——比较两条谱线计算得到的磁场。OX 轴表示模型中设定的磁场（以高斯为单位）的对数。OY 轴表示磁场值之比的对数。合成斯托克斯轮廓采用 HOLMU光球模型 [Holweger 和 Müller， 1974] 计算，使用了 7 个磁场矢量相对于视线的倾斜角值，以及一组场强值。log10(0.05,0.1,0.15,0.2)分别对应 1.12、1.26、1.41、1.58。

1.5 倍，$r_1 \approx 0.7$，那么$B_{\mathrm{IV},6301}$将等于 70 Mxcm^{-2}。因此，测得的纵向磁场强度之比为$k_{12} = 1.4$。显然，两条谱线的B_0 和f 值相同；因此，k_{12} 可简单地计算为r_1/r_2 （当$f \ll 1$时）。上一段中的$r_1 = 0.7$ 和$r_2 = 0.5$ 具体数值仅用于说明。为估算r_1 和r_2，，我们可以使用观测中得到的W_{I} 值，针对观测时段图 20070310_1137 中包含两个统计子集的点。一个子集由无磁场的图中点组成，筛选条件为$W_P < 3$ 毫埃。第二个子集由B_{ME} （**磁场_场强**）值大于 900 G 且填充因子f 大于 0.75 的点组成。所得数值列于表格中：

谱线 / 物理量	W_{I} （$B = 0$），毫埃	W_{I} （$B_{\mathrm{ME}} > 900$ G，$f > 0.75$），毫埃	$r = W_{\mathrm{I},\ B>900} / W_{\mathrm{I},\ B=0}$
6301	126.5	97.4	0.694
6302	87.8	65.0	0.667

比较r_1 和r_2，，我们发现$k_{12} \sim 1.05$。这意味着，千高斯细管无法提供观测到的$k_{12} = 1.3$平均值，或者$r_1/r_2 \gg 1.05$，因此这些细管的光球模型必须与具有相同磁场强度的均匀磁场光球模型（$f = 1$）显著不同。

重心法等价于斯托克斯 V 参数归一化矩法，具有重要的优点。重心位置之差 $\lambda_{\mathrm{I}\pm\mathrm{V}}$ 与纵向磁场分量的强度呈线性关系。这种线性关系具有重要意义：

1. 更改光球模型不会改变计算结果。2. 对任何塞曼敏感谱线，该方法都应同样有效。

换言之，通过测度本影、半影和宁静光球区域，我们应能获得均匀且准确的结果。在不同谱线中进行测度时，我们也将获得一致的结果，尤其是在中性铁 λ6302 和6301 Å谱线中。

还需注意，在按照公式 (3) 积分的过程中，V 值中由噪声引起的畸变会被平均掉。

在当前研究过程中，我们针对一维光球模型进行了一系列斯托克斯谱线轮廓计算，具体采用了 HOLMU 模型 [Holweger 和 Müller， 1974]。计算程序 [Mozharovsky， 2013] 是 MALIP [Landi Degl' Innocenti， 1976]和 SPANSAT [Gadun 和 Sheminova， 1988] 代码的功能类似程序。计算结果揭示了重心法的以下重要性质：

1. 计算结果不受斯托克斯轮廓与光谱仪仪器函数的卷积，也不受宏观和微观湍流导致的多普勒展宽影响。此外，即使视线（LOS）速度存在极大的线性梯度，也不会

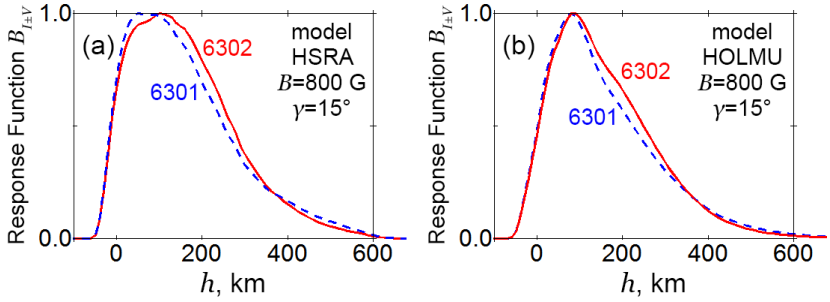

图 4. 采用光球的一维模型 HSRA [Gingerich 等人， 1971] 和 HOLMU [Holweger 和 Müller， 1974]计算中性铁 λ6301 和 6302 Å 谱线的响应函数 RF。在厚度为 $\Delta h = 10$ km 的层内，依次在光球的各个高度施加幅度为 10 G 的磁场强度扰动。由此构建斯托克斯轮廓，并据此计算$B_{\mathrm{I}\pm\mathrm{V}}$ 的响应。

显著影响结果，只要磁场场强不随高度变化。

2. 此外，结果对轮廓沿波长方向的采样步长不太敏感，也就是说，对于采样步长分别为 10、20 和 30 毫埃的测量，计算结果大致相同。

对于弱谱线（等效宽度$W_{\mathrm{I}} < 15$ mÅ，波长为 ~ 6000 Å），计算结果表明，公式 (1) 仍以几个百分点的精度成立。对于强谱线，也就是等效宽度较大的谱线，B_{IV} 的数值会被低估几十个百分点。

通过一维光球模型的数值计算得到的中性铁 λ6302 和 6301 Å谱线的重心计算结果特性如图所示（图 3）。正如这些计算所表明的，重心法通常会低估纵向磁场的数值。低估程度取决于磁场相对于视线的夹角 γ、场强以及谱线本身。特别是，对于 $\gamma = 0°$，重心法不会产生偏差；但显然，实际磁场很少会恰好沿着观测者的视线方向。在我们的一维模型计算中，中性铁 λ6301 Å 谱线的 B_{IV} 值系统性地低于中性铁 λ6302 Å 谱线的 $k_{12} = B_{6301}/B_{6302} < 1$。对于宁静太阳的常规磁场，$k_{12} \sim 0.98$，但当场强超过 10^3 高斯时，k_{12}的值也可能达到 0.8–0.9。这完全无法解释宁静光球中观测到的平均场强差异 $k_{12} = 1.3$ （见图 1(c)）。另一方面，利用 ME反演和重心法得到的太阳黑子半影区磁场值之间的差异（图 1(e)）$k_{\mathrm{MEIV}} = 1.1$–1.2，则完全可以用重心法对数值的低估来解释。

需要注意的是，利用重心法获得的太阳黑子本影数据——具体而言，连续谱强度低于 $I_{\mathrm{C}} < 0.3 I_{\mathrm{QS}}$ 的区域（QS–宁静太阳）——并不可靠，这是因为其中分子和原子的混合谱线数量众多。这些谱线本身在磁场中会呈现偏振，而且无法确定连续谱的强度，因此无法计算等效宽度W_{I}，而该参数包含在计算B_{IV}的公式中。

4. 两条谱线的$B_{\mathrm{IV},6301}/B_{\mathrm{IV},6302}$ 场强之比及响应高度之差

如引言中所述，根据图1(c)，在宁静光球中，中性铁 λ6301 Å谱线测得的纵向磁场平均比中性铁 λ6302 Å 谱线测得的磁场高 30% （$k_{12} = 1.3$），对于B_{IV} 值为50–80 G的情况如此；当场强为350 G时，该比值降至$k_{12} = 1.15$。一种可能的解释是，纵向磁场随高度变化，而不同谱线的重心测量响应函数具有不同的有效高度。在宁静光球的磁元中，通常观测到磁场随高度增加而增强，这与普遍接受的磁通管膨胀概念相矛盾。因此，我们需要找出中性铁 λ6301 Å谱线的响应高度深于中性铁 λ6302 Å谱线的条件。

为了分析响应高度，我们对$B_{\mathrm{I}\pm\mathrm{V}}$ 对于磁场强度 B变化的有效响应高度进行了一系列计算。计算采用数值方法。在这种数值方法中，我们通过将某个高度区间 Δh 内的某个物理参数施加一个小增量（例如 $B = B_0 + 10$ G），在不同的“测试”（或“探测”）层高度上进行一系列计算。对于由公式（2）计算得到的 $B_{\mathrm{I}\pm\mathrm{V}}$ 值，我们求出其变化，即响应函数（Response Function，RF）（$B_{\mathrm{I}\pm\mathrm{V}}$），并将其绘制在 RF($h$) 图上，其中$h$ 表示高度，见图 4。我们取响应函数在h 刻度上的重心位置作为有效响应高度。

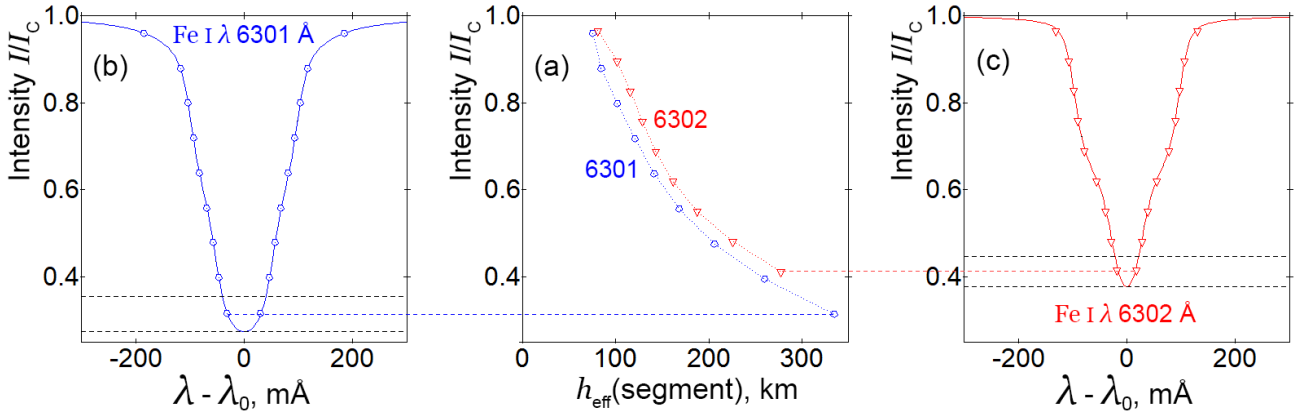

图 5。 谱线强度剖面不同区段响应有效高度的比较。对于图（a）中的每个点，其在刻度$Y = \mathrm{I}/I_C$ 上的位置表示图（b）和（c）中剖面 I 的相应区段。

计算表明，RF 函数的形状实际上不受磁场强度影响（在光球层数值范围内，即$B \leq 1000$ G），并且也几乎不依赖于磁场矢量与视线的夹角γ。它取决于光球模型，见图 4(a) 和 4(b)。然而，这不会改变中性铁 λ6301 和 6302 Å谱线的高度关系。结果发现，中性铁Å谱线的$B_{\mathrm{I}\pm\mathrm{V}}$ 响应形成于比中性铁Å响应更深的层中，尽管高度差非常小。众所周知，较强的谱线形成于较高处。但事实证明，如果我们定义的响应高度需要对整个轮廓积分，而不只是其中心部分，这一点可能并不成立。我们将 I ±V 轮廓沿每条谱线的剩余强度 I/I_C 分成 9 个相等区间，并重新计算有效高度，见图 5。正如预期，中性铁 λ6301 Å 谱线轮廓的中心部分形成于最高处。但对于剩余强度相同的每个轮廓片段，6301 谱线的形成位置都比 6302 谱线更深。不过，两条谱线的响应高度差异很小。要解释测得的场强差异$k_{12} = 1.3$，必须假定纵向磁场存在足够大的梯度。磁场的纵向分量如何随高度快速变化？可能是由于磁场从垂直位置弯曲至水平位置。可以认为，大量水平磁场 $B_T = 55$ Mx cm^{-2} [被对流运动带入颗粒间通道，在那里被拖曳至深层，并迅速转变为垂直（纵向）方向（Lites 等人， 2008] ）。

让我们将以下磁场结构引入 HOLMU光球模型 [Holweger 和 Müller1974] ——模型中磁场的绝对值 B_0保持不变。磁场的倾斜角在深层相对于视线的倾斜角为 0°，而在上层为 90°；在某一高度范围 $\Delta \mathrm{h}_t$（其中 h_t 为转折高度）内，它随高度呈线性变化，该区间的中心位于高度 h_t处。我们计算各谱线的轮廓，并比较 Bɪv,6301 与 Bɪv,6302 的数值。通过这种简单方法，可以得到最高达 1.2 的 k_{12} 值，见图 6(a)。然而，这些数值是在一定条件下得到的。在 $\mathrm{B}_0 = 900$ G 附近某个峰值的两侧，k_{12} 值都会显著降低。缩小转折的高度范围 $\Delta \mathrm{h}_t$ 会使 k_{12}增大。然而，即使 $\Delta \mathrm{h}_t = 40$ km，k_{12} 的最佳值仍接近 1.2。该模型还允许我们计算极限（物理上不现实的）情形 $\Delta \mathrm{h}_t = 0$，从而考察极限值（图 6(b) 和图 6(c)）。如果改变转折的平均高度（在 $_t = 0\mathrm{h}_t = 0$–100 km、位于 $\tau_5 = 1$的高度水平之上），这不会显著改变 k_{12},，但会大幅改变表观纵向场强。为了得到统计观测中最常见的 $\mathrm{B}_{\mathrm{IV}} \sim 50$–80 G 数值，HOLMU 模型中的转折高度 h_t 应处于 20–80 km 范围内。如果高度更高，则会得到观测到的 $\mathrm{B}_{\mathrm{IV}} \sim 200$–300 G 纵向磁场；如果更低，则约为 10 G。这表明，在网络区中，我们观测到“转折”时所对应的光学深度 τ_5可能会发生变化。这既会导致可测得的 $\mathrm{B}_{\mathrm{IV}} \sim 300$–800 G 场强，也会导致 k_{12} 值降至 1。

需要指出的是，以上所有计算均基于光球的单组分一维模型。也就是说，光球在平面内的变化远小于其沿垂直方向的变化。其次，这些计算未纳入视向速度；在存在垂直梯度时，视向速度会显著改变谱线轮廓线翼处的有效响应高度。因此，所得数值可视为初步的条件性估计。较为确定的是，宁静光球中的磁结构在形态上具有均一性。

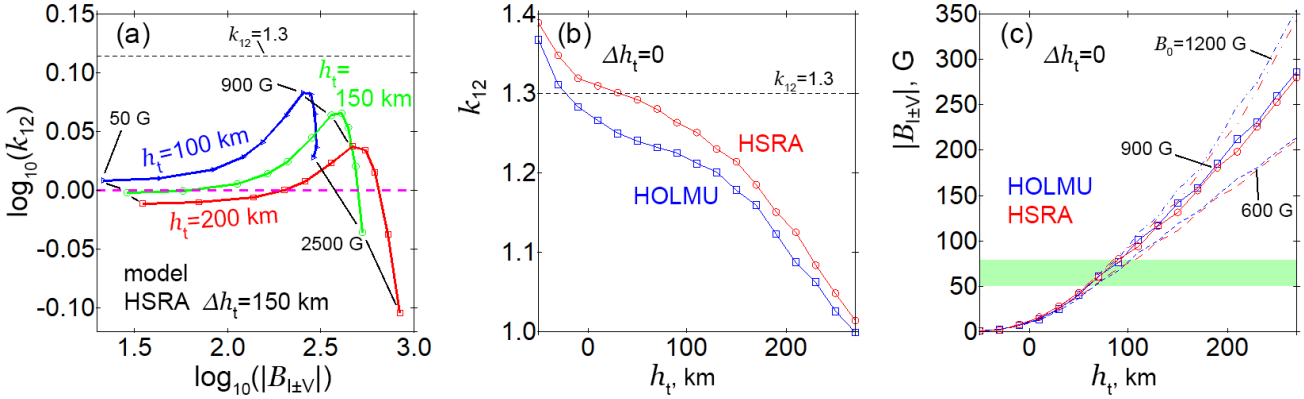

图 6. 磁场从垂直方向转向水平方向的模型计算。图中，h_t 为转弯平均高度，Δh_t 为转弯起点至终点的距离，$|B_{\mathrm{I}\pm\mathrm{V}}|$为根据模型计算得到的 I 和 V 斯托克斯轮廓求得的纵向磁场强度，$B_0 =$ 为模型中指定的场强，k_{12} 为根据中性铁 λ6301 和 6302 Å谱线计算得到的场强$B_{\mathrm{I}\pm\mathrm{V}}$之比。图 (a) 显示$k_{12}$ 随B_0 从 50 G 变化到 2500 G 的变化情况；磁场在 150 km 的高度区间内转向，转弯中心h_t位于三个不同的高度。图 (b) 和 (c) 显示磁场在单一点（$\Delta h_t = 0$）转向的计算结果，给出了h_t 的一系列取值，并考察了其对光球模型的依赖性。具体而言，(b) 显示k_{12} 在$B_0 = 900$ G 时的变化，(c) 显示B_{IV} 在$B_0 = 600$、900 和 1200 G 时的表观纵向磁场变化。

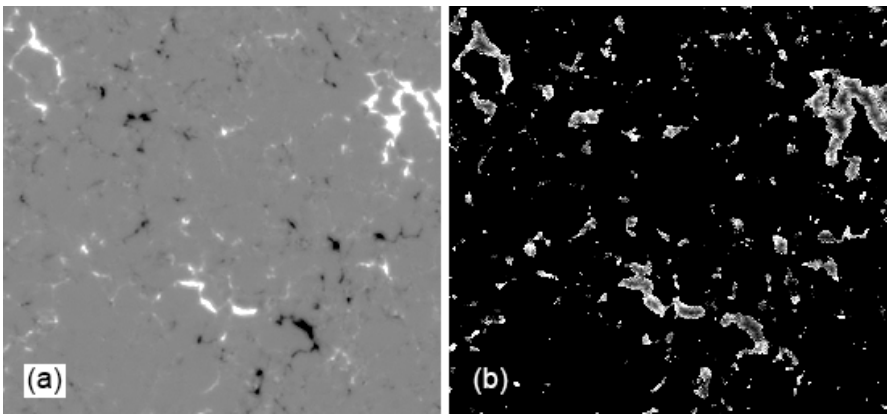

图 7. 观测时段 20070310_1137 磁图的中心片段，尺寸为 $40 \times 40''$。(a) – B_{IV} 磁图，截断值为 ±300 G。(b) – $\log_{10}(k_{12})$ 分布图，截断值为 $[0, 0.2]$ ($k_{12} \sim [1, 1.58]$)；黑色掩膜覆盖磁场接近零的区域，在这些区域中 $W_P < 3.3$ 毫埃。

边缘处的任何磁场峰周围都有一片纵向磁场比中心更弱的区域。从图 7(b) 的分布图可以看出，这些外围区域的k_{12} 值显著（平均约为 1.3），测得的磁场$B_{\mathrm{IV}} \sim 50$较小（约为 80 G），且在统计中占有相当大的比重。对于k_{12}, 值较大的原因，一种解释是：下沉的对流流将磁力线牵引至光球较低层时，我们在此处观测到了磁力线倾角由水平方向向垂直方向的变化。

5. 结论

重心法（COG）使我们可以预期，如果磁场在高度方向上均匀，且在光谱仪孔径内均匀，那么使用中性铁 λ6301 和 6302 Å谱线测得的纵向磁场值几乎相同。实际上，在宁静光球中，这两条谱线的场强比值处处都明显大于 1，平均为 $k_{12} = 1.3$。正如综述[Bellot Rubio 与 Orozco Suárez, 2019]所指出的，这仍令研究人员困惑。显然，原因在于这两条谱线反映了光球中不同体积元内的磁场场强状况。传统上，自 [Stenflo,1973],以来，人们一直认为宁静光球中遍布着直径极小的细磁通管。这些磁通管的存在会以某种方式影响所有磁场测量结果。具体而言，一些作者在这一框架下解释了观测到的场强比值$k_{12} = 1.3$ [Domínguez Cerdeña 等，2003年；Botygina 等， 2017]。

然而，在本研究框架下，提出了另一种可能性。即，非孔径平面内、而是沿视线方向的磁场不均匀性对测度——

量结果的影响。本研究表明，通常认为较强谱线总是反映光球更高层物理性质的观点并不正确。具体而言，对于中性铁 λ6301 Å谱线，$B_{\rm IV}$ 场强发生变化时的响应，源自比中性铁 λ6302 Å谱线响应更深的层次。然而，响应高度的差异很小，因此需要纵向磁场的大小随高度发生足够剧烈的变化，才能解释观测到的比值$k_{12} = 1.3$。模型计算结果表明，假设磁力线斜率随高度发生剧烈变化——从较深处几乎垂直的磁场转变为上层几乎水平的磁场——可以部分解释观测到的比值。发生变化的区间应当相当狭窄，仅为几十千米。光球中发生这种变化的高度也具有一定范围：必须位于 $\tau_5 = 1$以上0至100 km之间，这样测得的纵向磁场$B_{\rm IV}$便处于统计上最可能的50–80 Mx cm^{-2}范围内。这一图景与在网络间区域 [中发现的水平磁通量（55 Mx cm^{-2}）超过垂直磁通量（11 Mx cm^{-2}）的观测结果在一定程度上相符 [Lites 等人， 2008]。此外，两项研究 [Stenflo，2013年；Lites 等人， 2017] 考察了近太阳边缘处偏振平面的取向。研究表明，在某一高度，磁场相对于太阳表面主要呈水平取向；但向深层移动时，磁场会变得更加垂直。最后，宁静光球的Hinode观测时段地图（图7(b)）上k_{12} 的分布显示，其沿磁场峰外围增加，这可能表明这些位置的磁场垂直方向发生了剧烈变化。

经费来源

本研究由研究所预算资助。未获得其他专项拨款用于指导这项研究。

利益冲突

作者声明不存在利益冲突。

参考文献

— Amari T., Canou A., Velli M. 等：《宁静太阳中扭曲磁通绳的普遍性》// arXiv:2411.10563. 2024年。DOI: 10.48550/arXiv.2411.10563. — Bellot Rubio L., Orozco Suárez D.：《宁静太阳磁场：观测视角》//《太阳物理学综述》。第 16 卷。第 1 页。2019年。

— O. Botygina、M. Gordovskyy、V. Lozitsky：《利用 Hinode/SOT 观测研究太阳黑子外的空间未分辨磁场》//《天文信息学》。M. Brescia。第 325 卷。第 59–62 页。2017年。— I. Domínguez Cerdeña、J. Sánchez Almeida、F. Kneer：《以亚角秒分辨率观测到的网络间磁场》//《天文学与天体物理学》。第 407 卷。第 741–757 页。2003年。— A.S. Gadun、V.A. Sheminova：SPANSAT：恒星大气中吸收线轮廓局部热动平衡计算程序 // 预印本 ITF-88-87R。乌克兰苏维埃社会主义共和国科学院理论物理研究所：基辅。第 37 页。1988年。（俄文）。

— O. Gingerich、R.W. Noyes、W. Kalkofen、Y. Cuny。哈佛-史密森天文台参考大气 //《太阳物理学》。第18卷（第3期）。第347–365页。1971年。

— H. Holweger、E.A. Müller。光球钡光谱：太阳丰度以及氢对 Ba II 谱线的碰撞展宽 //《太阳物理学》。第39卷。第19–30页。1974年。

— T. Kosugi、K. Matsuzaki、T. Sakao 等。Hinode（Solar-B）任务：概述 //《太阳物理学》。第243卷（第1期）。第3–17页。2007年。

— E. Landi Degl'Innocenti。MALIP——计算磁活性夫琅禾费谱线斯托克斯参数的程序 //《天文学与天体物理学增刊》。第25卷。第379–390页。1976年。

— B.W. Lites、D.L. Akin、G. Card 等。《日出号光谱偏振仪》//《太阳物理学》。第283卷。第579–599页。2013年。

— B.W. Lites、M. Kubo、H. Socas-Navarro 等。《利用日出号光谱偏振仪观测到的宁静太阳网络间区域水平磁通》//《天体物理学杂志》。第672卷。第1237–1253页。2008年。

— B.W. Lites 等。《太阳光球中的网络间区域磁场是水平的还是垂直的？》//《天体物理学杂志》。第835卷：第14篇。2017年。

— G. Mathys。《根据圆偏振光中记录的谱线轮廓诊断恒星磁场》//《天文学与天体物理学》。第189卷。第179–193页。1988年。

— Mozharovsky S.G. SunWorld 软件的开发。SunWorld 功能及方法综述：从 1990 年版本到当前版本 // *(Solnechnaya ak-tivnost' ieevliyanie na Zemlyu. Ezhegodnik UAFODVO)*《太阳活动及其对地球的影响》。俄罗斯科学院远东分院乌苏里斯克天体物理台年刊。第 15 卷。第 76–110 页。2013年。（俄文）。

— Rees D.E.、Semel M.D. 未分辨磁元中的谱线形成——对重心法的检验 // 《天文学与天体物理学》。第 74 卷。第 1–5 页。1979 年。— Semel M. 对太阳活动区磁场研究的贡献 // 《天体物理学年刊》。第 30 卷。第 513 页。1967 年。— Stenflo J.O. 光球网络的磁场结构 // 《太阳物理学》。第 32 卷。第 41–63 页。1973 年。— Stenflo J.O. 宁静太阳上的水平或垂直磁场。角分布及其随高度的变化 // 《天文学与天体物理学》。第 555 卷。第 132 页。2013年。— Tsuneta S.、Ichimoto K.、Katsukawa Y. 等。用于日出号任务的太阳光学望远镜：概述 // 《太阳物理学》。第 249 卷。第 167–196 页。2008年。