

光球内不同磁场结构对米粒组织的影响^{*}

康凯锋^{1,2†} 林 隽^{1,2,3,4}

(1 中国科学院云南天文台 昆明 650216)

(2 云南省太阳物理与空间目标监测重点实验室 昆明 650216)

(3 中国科学院大学天文与空间科学学院 北京 100049)

(4 中国科学院天文大科学研究中心 北京 100101)

摘要 利用抚仙湖太阳观测站(Fuxian Solar Observatory, FSO)的1 m新真空太阳望远镜(New Vacuum Solar Telescope, NVST)在TiO波段拍摄到的高分辨率观测数据和最新的米粒识别算法,对光球内不同磁场结构对米粒组织的影响进行了统计研究. NVST数据具有较高的米粒对比度(9.6%),因此有助于对更小尺度的米粒进行识别并作详细的分析和研究. 研究发现米粒组织存在两个临界尺度D1和D2,而且尺度小于D1的米粒,其等效直径概率密度具有幂律分布特征,指数与Kolmogorov谱指数相近. 所以,米粒组织可以根据其起源机制的不同分为3种类型:尺度小于D1的湍流米粒、尺度大于D2的对流米粒以及尺度介于D1和D2之间的湍流对流混合米粒,这种米粒被认为是前面两种米粒的过渡情况或中间情形. 同时,还发现光球内不同磁场结构对湍流米粒的临界尺度D1是有影响的,附近的磁场越强D1越小. 但是,磁场对其外部的米粒组织的平均辐射强度及其分布特征则几乎没有影响.

关键词 太阳: 活动, 太阳: 米粒, 太阳: 磁场, 太阳: 光球, 太阳: 黑子

中图分类号 P182; **文献标识码**: A

1 引言

19世纪60年代初,太阳表面的精细结构问题成为太阳物理的观测和研究热点. 起因是Nasmyth^[1]发布了利用自己制造的50 cm反射式望远镜针对太阳表面精细结构的目视观测结果. 该结果表明太阳表面实际上是由大量形状酷似“柳叶”的明亮细丝及其之间的暗黑间隙构成的,而且这些“柳叶”状的结构在尺度上非常均匀并且在所有可能的方向上相互交叉^[1]. 然而, Nasmyth的结果一经发布,就遭到了一些学者的反对^[2]. 例如, Dawes^[3]认为太阳表面是由各种形态不规则的小尺度明亮单

元构成的,并且提出用“米粒组织”这个词来描述观测到的这些不同形态的结构单元. 不久之后,在1866年, Huggins^[4]发表了其关于太阳表面精细结构的目视观测结果. 他发现整个太阳表面是由大量形状不规则的米粒组织构成的,看起来很像玉米芯和石榴内部的结构,而且它们的大小在1"–1.5"之间^[4]. 同时,值得注意的是Huggins的观测结果是当时世界上对米粒组织最接近现代高清观测数据的目视观测结果,并在当时有效终止了对Nasmyth“柳叶”结构的争议. 后来,在1874年, Langley利用一台33 cm的折射式望远镜也观测到

2024-12-03收到原稿, 2025-03-28收到修改稿

^{*}国家重点研发计划(2022YFF0503804)、国家自然科学基金项目(11933009)、云南省科学家工作室项目资助

[†]kkf@ynao.ac.cn

了和Huggins相似的结果,只是计算得到的米粒组织平均直径有所不同,在 $1'' - 2''$ 之间^[5].

1877年8月13日, Janssen^[6]在巴黎科学院的会议上宣称已成功拍摄到光球米粒组织的照片,这也是人类历史上第1次拍摄到光球米粒组织的照片. 此后, Janssen的米粒成像观测持续了大约20 yr, 并且其观测数据于1896年结集出版^[6]. 但在Janssen的观测中, 有些照片中的米粒结构大多位于 $2'' - 4''$ 之间, 这大约是一般光球米粒大小的两倍. 因此, 当时的同行对Janssen的这些观测结果表达了质疑, 并且把这些尺度偏大的观测结果归咎于某种虚假的影响^[7]. Gansky^[7]首先指出这种影响因素正是地球大气的湍动, 即所谓的视宁度.

1904年, 法国天文学家Chevalier利用上海佘山天文台的观测设备, 开始对太阳光球层的米粒组织进行系统性成像观测. 其拍摄的高质量照片清晰地表明: 光球米粒组织是由直径在 $1'' - 2''$ 之间的明亮米粒元胞构成的^[8]. 此后, Strebel^[9]于1933年发现了米粒组织的多边形属性, 即米粒组织实际上主要是多边形结构, 甚至会出现规则的三角形结构. 而且Strebel发布的一些质量最高的照片中, 米粒组织呈现的多边形轮廓可和现代高质量的米粒观测相媲美. 因此, 基于Janssen^[6]、Gansky^[7]、Chevalier^[8]和Strebel^[9]的先驱性照相观测, 光球米粒的存在性和非均匀属性已经达成共识. 此后, 直到1957年, 人们才以更高的分辨率(接近 $0.4''$)对米粒组织这种不规则的多边形结构进行了观测, 但是和以前的观测相比, 并没有关于米粒的新发现.

到20世纪50年代, 尽管对米粒组织的观测结果和认知没有再发生太大的改变, 但是解释米粒组织起源的理论图像却发生了很大的变化. 1930年, 德国天体物理学家Unsöld^[10]基于已有的观测事实提出了光球米粒组织的对流起源理论. Unsöld^[10]指出: 由于太阳表面之下氢的电离度随着深度而增加, 因此在光球层的下方一定存在一个对流不稳定区域, 向上运动的气团会通过这个氢电离区域而到达光球底部, 从而形成观测到的米粒组织. 但是, Unsöld并没有尝试着给出更多关于米粒组织对流理论的细节. 1933年, Siedentopf将空气动力学家Prandtl提出的“混合长”理论引入了

天体物理领域, 用来讨论恒星大气对流^[11-12]. 同时, Siedentopf^[12]给出了更多关于米粒组织的对流细节. 他认为米粒组织是上升热气团在光球底部过冲而形成的, 并且米粒通道对应的是下降的冷物质. 此后, 米粒组织的对流起源理论得到了更多的研究支持(参见文献^[13-18]).

然而, 太阳光球的高雷诺数(大约是 10^{12})意味着米粒组织是高度湍动的^[19], 这使得米粒的对流起源理论变得难以理解. 另外, 在20世纪40年代末, 湍流理论在航空动力学方面得到了巨大的发展, 而且把湍流理论应用到天文学研究中也成了当时的主流做法. 因此, 这时有人提出了米粒组织的湍流起源机制^[20]. 1950年, 通过研究光球米粒组织的速度分布, Richardson等^[21]发现: 随着米粒尺度的减小, 其平均速度也会减小. 根据Kolmogorov^[22]的观点, 这反映的是大涡转变成小涡的湍流级联过程. 因此, Richardson等^[21]认为米粒组织的运动远非基本的对流运动, 并不是只用对流理论所能描述的, 实际上可能是大尺度湍流转变成小涡的一种表现形式, 而且还预测存在比以往观测到的米粒组织更小的米粒.

为了验证他们的预言并获得完整的Kolmogorov谱, Schwarzschild等^[23]在1955年决定建造一台30 cm口径的球载望远镜以避免地球大气视宁度带来的影响. 1957年, 该球载望远镜在距离地球表面24 km左右的临近空间成功进行了几次飞行实验, 获得了大量关于米粒组织的照片. 但是, 基于这些观测数据, Schwarzschild^[24]并没有建立和Kolmogorov定律相符的米粒尺度谱. 一方面是因为Kolmogorov湍流理论针对的是不可压缩流体在充分发展状态下的各向同性湍流, 与太阳光球的实际情况有所不同. 因此, 把Kolmogorov湍流理论不加修饰地直接应用于太阳米粒组织的研究时, 可能不完全适用, 并不能期望得到和Kolmogorov完全一致的结果. 另一方面, 虽然Schwarzschild^[24]探测到了接近衍射极限 $0.38''$ 的米粒组织, 但是相比现代高分辨率观测而言, 分辨率还显得不够, 并不能得到更小尺度米粒的分布情况.

1979年, 通过对米粒位置分布进行二维谐波分析, Aime等^[25]认为: 米粒组织可能既不是完全由

对流产生的, 也不是完全由湍流产生的. 事实上, 多边形米粒对流模式的存在并不排除由米粒内部流体剪切运动产生的较小尺度湍流的存在. 米粒的对流起源和湍流起源机制或许可以同时存在, 两者之间并不存在不可调和的矛盾. 但是, 具体哪种机制占主导, 可能与米粒的尺度有关. 1986年, Roudier等^[26]利用法国日中峰天文台50 cm折射式望远镜获得的当时世界上最高分辨率(0.25")的米粒组织白光观测照片, 对宁静太阳米粒进行了观测研究. 通过分析米粒数量关于其尺度的分布, 他们发现: 米粒数量关于其尺度大小呈幂律分布, 并且存在一个1.31"的临界尺度, 而且超过这个临界尺度的较大尺度米粒组织服从指数为-2.4的幂律分布, 低于这个临界尺度的较小米粒则服从指数为-0.38的幂律分布. 换言之, 相比临界尺度以下的小米粒, 在临界尺度以上的米粒组织, 其数量随着尺度的变大要减小得更快.

同时, Roudier等^[26]进一步指出米粒数量随其尺度变化的分布中, 幂指数的改变可能意味着米粒组织的性质及其动力学机制在1.31"处发生了改变, 从而反映出对流能量通过湍流级联过程向着湍动能量的转化. 因此, Roudier等^[26]把尺度大于1.31"的米粒组织解释为对流起源, 而把尺度小于1.31"的解释为湍流起源. 在此基础上, Roudier等^[26]建议将米粒组织分为对流和湍流两种类型, 即大尺度米粒是对流元胞, 而小尺度米粒是湍流涡. Zahn^[27]也认为大尺度米粒参与到了对流过程中, 而小尺度米粒则属于湍流级联过程的表现.

随着对上层太阳大气进行高分辨率观测, 研究人员逐渐认识到太阳米粒组织的具体运动形式可能与磁流体力学波的激发密切相关^[28-29]. 所以, 关于米粒组织起源机制的研究开始引起了越来越多的关注. 例如, 通过分析瑞典1 m口径太阳望远镜获得的高分辨率时间序列米粒组织白光图像, Hirzberger等^[30-31]指出: 米粒组织在1.4"的临界尺度处可以被分为物理机制不同的两类. 大尺度米粒组织是对流元胞, 而小尺度米粒组织则是由大尺度米粒分裂而来的, 对应湍流惯性区. 类似的结论得到了其他不少研究结果的支持(参见文献^[32-36]).

后来, Abramenko等^[37]利用美国大熊湖太阳观测站的古蒂太阳望远镜(Goode Solar Telescope, GST)在TiO波段获得的高分辨率光球数据, 对宁静区米粒组织进行了研究. 通过计算米粒组织的尺度分布和平滑函数, 他们发现尺度小于600 km (约0.83")的米粒组织具有间歇性和多重分形特征, 而尺度大于600 km的米粒组织则没有这些特征. 因此, Abramenko等^[37]认为: 在600 km这个临界尺度处, 米粒组织可被分为两种动力学机制不同的类型, 即大于该临界尺度的米粒组织由对流产生, 小于该临界尺度的米粒则是大尺度米粒经湍动级联产生的湍流涡.

最近, Lemmerer等^[38]的高分辨率辐射流体力学数值模拟结果也支持了Abramenko等^[37]的观测. 近期, Liu等^[39]也进行了类似的研究. 但是, 与Abramenko等^[37]的结果不同, 他们发现米粒组织存在265 km (约0.37")和1420 km (约1.96")这两个临界尺度, 因而将米粒组织分为3种类型: 尺度小于265 km的米粒组织是纯粹的湍流涡, 尺度大于1420 km的是对流元胞, 而尺度介于265 km和1420 km之间的则是湍流和对流两种机制的混合情况.

在本文中, 基于最新的米粒自动识别和分割算法以及高分辨率观测数据, 我们采用和Abramenko等^[37]类似的方法对不同磁场结构对米粒组织的影响进行了研究, 以深入理解磁场和米粒之间的相互作用. 本文的结构安排如下: 在第2部分, 我们简要介绍了所用的数据和仪器; 第3部分则对所用的米粒组织识别方法进行了介绍; 在第4部分, 详细描述了我们得到的结果, 并对其进行了讨论; 最后一部分是总结和结论.

2 仪器和数据

抚仙湖太阳观测站(Fuxian Solar Observatory, FSO)的1 m新真空太阳望远镜(New Vacuum Solar Telescope, NVST)可在H α (6563 Å)、G带(4300 Å)、TiO (7058 Å)等3个波段同时对太阳进行高分辨率成像, 从而实现对光球和色球精细结构的同时观测^[40]. NVST的视场大小是180"×180", 并且在上述3个波段的观测带宽分别是0.25 Å、8 Å

和 10 \AA . NVST在 $H\alpha$ 通道观测到的图像大小是 1024×1024 像素, 且像素的比例尺(或说每个像元对应的空间尺度)是 $0.164''$. 而在G带和TiO通道观测到的图像的大小是 2560×2160 像素, 且像素的比例尺均为 $0.039''$. NVST的观测数据首先会经过暗场扣除和平场改正的处理, 然后再用高分辨率图像重建技术进行图像高分辨率重建^[41]. 高分辨率图像重建技术主要分为两类: 一是以斑点图的各阶统计为基础的斑点成像术; 二是基于退卷积瞬时点扩展函数的太阳多帧盲反卷积和相位差法^[42]. NVST的高分辨率图像重建技术是基于三阶统计的斑点掩模法, 该算法的本质是基于一组含高频信息的短曝光图像利用统计方法来重建目标高频信息, 同时遵循湍流大气的成像理论和线性理论^[42].

在本研究中, 我们使用了NVST于2013年8月6日在TiO波段获得的高分辨率观测数据, 主要目标是活动区AR (Active Region) 11809附近的米粒组织. 图1 (a)显示了2013年8月6日02:10:10 UT时刻NVST在TiO波段观测到的原始图像, 图1 (b)则显示了相同时刻重建得到的高分辨率图像. 从中可以看到, NVST原始观测图像的清晰度并不高, 而经高分辨率重建后, 图像的清晰度得到了大幅提升. 而且在FSO的视宁度条件非常好的情况下, NVST在TiO波段甚至可以获得其接近衍射极限 $0.2''$ 的观测数据. 尽管在高分辨率图像重建前后, NVST观测图像的清晰度不同, 但是像元的比例尺是保持一致的, 均为 $0.039''$. 同时, 需要说明的是: 之所以选择该时刻的数据, 是因为这时活动区AR 11809正处于日面中心附近, 可最大限度地减小投影效应所带来的影响.

过去研究不同磁场结构对米粒组织的影响时, 要么将目标区域的米粒组织看成一个整体来进行分析^[37], 或者将其分成多个磁场环境相近的子区域进行研究^[39]. 我们在这里采取另外一种分析方式, 也就是将目标区域分成了附近磁场环境明显不同的3个子区域进行研究. 如图1所示, 它们分别是: 远离黑子且没有气孔的区域A, 远离黑子但是包含气孔的区域B以及靠近黑子并且不包含气孔的区域C.

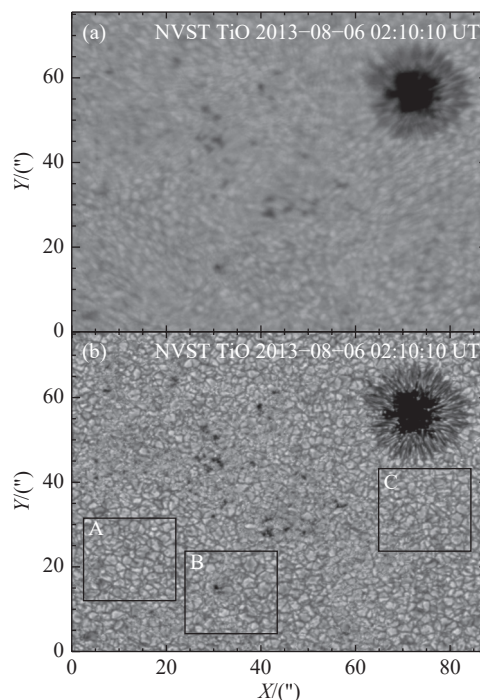


图 1 (a) NVST于2013年8月6日02:10:10 UT在TiO波段观测到的原始图像. (b)相同时刻的高分辨率重建图像, 其中的3个黑色方框分别标示出了所选3个区域A、B、C的位置. 图中坐标系的原点位于图像左下角的第1个像素, X轴沿着图像水平向右的方向, Y轴沿着图像竖直向上的方向.

Fig. 1 (a) An original image observed by NVST in TiO band at 02:10:10 UT on 2013 August 6. (b) A high resolution reconstructed image at the same time, in which three black squares mark the positions of the selected three regions A, B and C. The origin of the coordinate system in the figure is located at the first pixel in the lower left corner of the image, the X-axis follows the image horizontally to the right, and the Y-axis follows the image vertically upwards.

虽然气孔实际上是不含半影的小尺度黑子, 反映的是尺度比黑子小的强磁场结构^[43], 但是它周围的磁场结构与黑子的不同, 对米粒的影响也远不及黑子, 所以选择区域B就是为了避免掺杂黑子的影响而专门研究气孔对米粒的影响. 另外, 再以远离黑子而且附近没有包含气孔的区域A作为参照, 就能比较清晰地确定气孔对米粒组织的影响. 综合对比上述研究结果, 就可以了解黑子和气孔这两种不同尺度、不同结构的强磁场结构对米粒组织所造成的影响.

3 方法

在对米粒组织的性质进行研究之前, 首先要对米粒进行准确的识别. 在这里, 我们借助计算机对观测图像中的米粒进行自动识别, 以消除人工识别带来的主观影响. 到目前为止, 已经有大量自动识别米粒组织的算法被提出(详情可参见文献[44-45]), 我们这里使用Liu等^[46]的算法. 该算法在保证识别出较大亮米粒的同时, 还可以准确识别出亮度较弱的小米粒. 以下是该算法原理的简要介绍.

第1步是边缘检测. 提取在 X 、 Y 轴或对角线方向上局部强度值最低的像素, 并将其标记为米粒和磁亮点的边缘. 通过这种方法, 所有的边缘像素都被提取了出来, 而且这些边缘像素大多数位于米粒通道中并且相互连接. 但是也有少数位于米粒上, 所以需要区分提取的边缘像素哪些是真的边缘像素, 哪些是假的边缘像素. 强度高于 $\mu+\sigma$ (这里的 μ 和 σ 分别是图像强度的平均值和标准偏差)的边缘像素实际上是米粒上的亮像素, 因此是假边缘像素. 强度低于 $\mu-\sigma$ 的边缘像素会被发现位于米粒通道中, 因此被认为是真的边缘像素. 然而, 强度在 $\mu-\sigma$ 至 $\mu+\sigma$ 范围内的边缘像素既包含真的边缘像素, 也包含一些假的边缘像素. 这些像素可能会导致过度分割, 因此应予以剔除. 在实际操作中, 通常选择一个适当大小的阈值来剔除这些像素. 即使如此, 仍有少数紧密连接的米粒因为共享几个共有像素而相互连接在一起, 没有被分割出来. 因此, 还需要进一步的操作来分离紧密连接的米粒.

第2步是通过形态学操作来分离紧密连接的米粒. 当两个米粒靠得很近并且共享强度变化很小的共同像素时, 这两个米粒的部分边缘会重叠, 难以通过第1步的边缘检测方法检测到. 这时可以通过形态学中的腐蚀和膨胀操作来提取边缘像素. 对于第1步提取出的每一块连通区域, 首先以 3×3 大小的内核进行两次腐蚀操作. 如果在第1次和第2次腐蚀操作后, 连通区域仍是孤立的, 则认为该连通区域是一个单独的米粒元胞. 如果在第1次或第2次腐蚀操作后出现了不止一个较小的子

连通区域, 则原来的连通区域被认为包含多个米粒. 对于包含多个米粒的连通区域, 通过几次腐蚀操作来标记边界像素, 并通过几次膨胀操作来搜索两个米粒的重叠像素. 检测到的共同边缘会被丢弃, 这样就能成功分割出一个连通区域内连接紧密的米粒.

第3步则是米粒组织和磁亮点的区分. 需要注意的是: 在TiO图像中, 除了米粒元胞外, 在米粒通道里还存在着尺度很小的磁亮点^[47-48]. 因此, 为了避免在计算中把磁亮点误认为是尺度更小的米粒组织, 在统计和计算米粒的参数之前还需要把磁亮点从目标图像中剔除出去. 为了提取纯米粒组织, 首先用Liu等^[49]所描述的算法自动识别出磁亮点(磁亮点的其他识别算法可参见文献[44,50]), 然后再从前两步得到的分割结果中剔除包含的磁亮点.

在图1中选择了视场大小均为 $20''\times 20''$ 的3个子区域A、B、C后, 我们利用以上方法对这3个子区域分别进行了图像分割、米粒识别以及磁亮点识别和去除的操作. 图2展示了算法的米粒识别结果. 图2(a1)是图1中区域A的TiO高分辨率图像, 从中可以看到清晰分布的米粒元胞和磁亮点. 图2(a2)显示的是经图像分割后识别到的米粒元胞, 从中可以看到有些磁亮点也被自动误识别为是更小尺度的米粒元胞了. 所以, 为了准确统计并研究米粒元胞, 应该识别出磁亮点, 然后再将其剔除. 图2(a3)显示出了识别出的磁亮点. 图2(a4)中则显示了磁亮点剔除后的米粒元胞及其分布情况. 和图2类似, 图3和图4分别代表的是图1中区域B和C的相应结果. 通过比较图2、图3和图4, 我们可以发现: 区域B中成链、成簇的磁亮点也都被准确地识别了出来并剔除掉, 从而得到了纯的米粒组织. 这反映出了我们所算法的有效性和准确性. 之后, 我们将以3个区域中最后识别出的米粒组织数据为基础, 来对它们的基本性质分别开展相应的统计研究和分析.

4 结果和讨论

自从观测到米粒组织以来, 尽管已发表了大

量相关研究论文,但是有关米粒组织的一些重要参数仍存在争论,例如,米粒的亮度对比度、大小、强度分布等参数^[20,51].其中,米粒的亮度对比度和大小分布这两个参数是米粒对流理论模型的基本参数(详情参见文献[51]和[52]).因此,研究这些基本参数不仅有助于增进对米粒组织自身的认识,还对米粒理论模型的发展具有重要的意义.接下来,我们将依次对米粒亮度对比度、大小和强度分布等参数进行深入的分析 and 讨论.

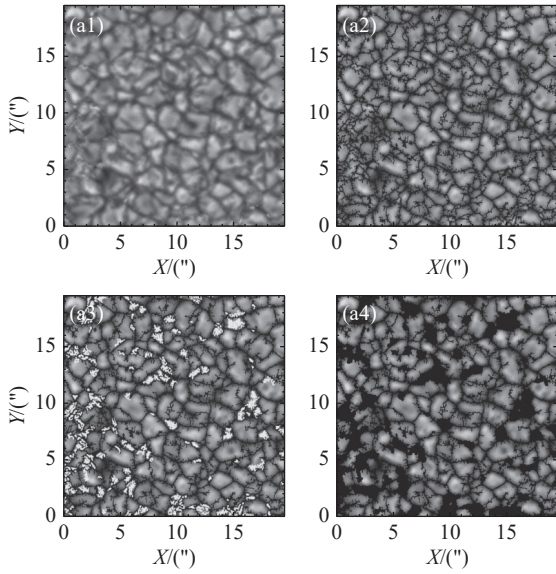


图 2 算法的米粒识别结果. (a1)是图1中区域A的原始TiO图像. (a2)是从图像(a1)中识别出的米粒组织元胞. (a3)是识别出的磁亮点(用白色点表示)和米粒组织的叠加显示. (a4)是剔除磁亮点后识别到的米粒组织.

Fig. 2 The granulation identification results of the algorithm. (a1) The original TiO image of the region A in Fig. 1. (a2) The granular cells recognized from the image (a1). (a3) The composite of the identified magnetic bright points (denoted by the white points) and granules. (a4) The identified granules after discarding the magnetic bright points.

米粒图像的一个关键参数是亮度波动的均方根^[37,53-54] I_{rms} ,其定义如下:

$$I_{\text{rms}} = \left[\sum_{i=1}^N (I_i - I_0)^2 / NI_0^2 \right]^{1/2}, \quad (1)$$

其中, I_0 是米粒图像的平均亮度, I_i 是第*i*个像素上的亮度, N 是图像的像素数,求和是对整个图像的

所有数据点进行的.后来,这个参数也被称为米粒亮度对比度(参见文献[37]和[54]).利用公式(1)对图1所示的高分辨率图像进行米粒亮度对比度的计算得到的值为9.6%.这比Abramenko等^[37]使用GST在TiO波段拍摄的米粒组织照片得到的15.5%的对比度要低,但是要比Danilovic等^[54]使用Hinode卫星上太阳光学望远镜在6300 Å波段拍摄到的米粒图像得到的7%的对比度要高.同时,也比Rodriguez Hidalgo等^[55]使用0.5 m瑞典真空太阳塔在4686 Å波段拍摄到的米粒图像算得的9.4%要高.这种差别除了仪器的原因(详情可参见文献[56])外,还与观测波长有关.例如, Abramenko等^[37]使用米粒组织的数值模拟数据在4500 Å、6300 Å和TiO 7058 Å波段计算得到的对比度分别为31.4%、18.1%和16.1%.我们这里得到的对比度处于中等偏下的水平,但是允许我们进一步研究太阳米粒的一些新细节.

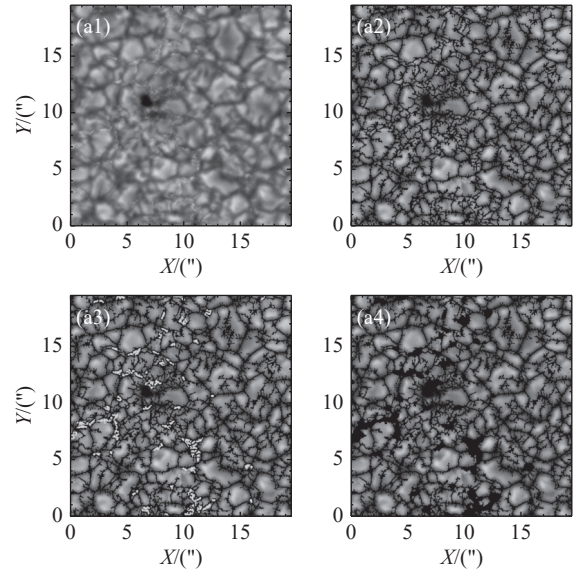


图 3 图1中区域B的算法米粒识别结果. (a1)–(a4)分别和图2中的(a1)–(a4)相对应.

Fig. 3 The granulation identification results of the algorithm for the region B in Fig. 1. (a1)–(a4) correspond to the panels (a1)–(a4) in Fig. 2, respectively.

首先,我们计算了米粒大小的概率分布.在这里,我们用等效直径来表征单个米粒的大小.假设米粒元胞是圆形,等效直径 D 的定义如下^[11]:

$$D = 2(A/\pi)^{1/2}, \quad (2)$$

其中, A 代表根据图像估算到的米粒面积. 根据识别出的米粒图像可以算得其中每个米粒元胞的面积, 然后通过公式(2)就可以得到每个米粒元胞的等效直径. 如图5所示, 图(a)、(b)和(c)分别代表的是区域A、B、C中米粒大小的概率密度分布. 从图5(a)可以看到, 随着尺度的增大米粒组织的数量会不断减小, 而且尺度越大数量就减小得越快. 同时, 还可以发现米粒数量随尺度的变化情况在等效直径 $D_1=825$ km ($\approx 1.14''$)和 $D_2=1240$ km ($\approx 1.71''$)处发生了明显的改变. 此外, 通过对数据点进行分段幂律拟合, 我们还发现: 尺度小于825 km ($\approx 1.14''$)的米粒组织服从幂指数为 -1.38 的幂律分布, 而尺度大于1240 km的米粒组织服从幂指数为 -4.89 的幂律分布, 尺度介于825 km和1240 km ($\approx 1.71''$)之间的则服从指数为 -1.18 的幂律分布. 换言之, 米粒数目随尺度的分布在825 km ($\approx 1.14''$)和1240 km ($\approx 1.71''$)这两个临界尺度处发生了变化. 值得一提的是, Lemmerer等^[38]基于ANTARES (A Numerical Tool for Astrophysical REsearch)代码的数值实验也发现了类似特征的

米粒尺度分布结果, 并且得到的两个临界值分别为800 km ($\approx 1.10''$)和1700 km ($\approx 2.35''$).

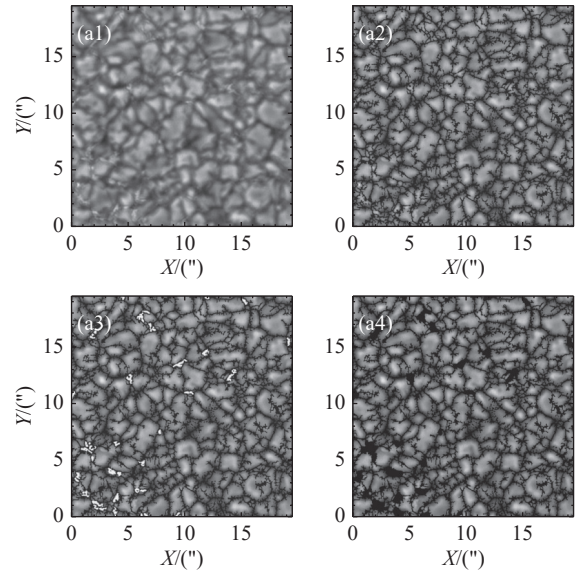


图4 图1中区域C的算法米粒识别结果. (a1)–(a4)分别和图2中的(a1)–(a4)相对应.

Fig. 4 The granulation identification results of the algorithm for the region C in Fig. 1. (a1)–(a4) correspond to the panels (a1)–(a4) in Fig. 2, respectively.

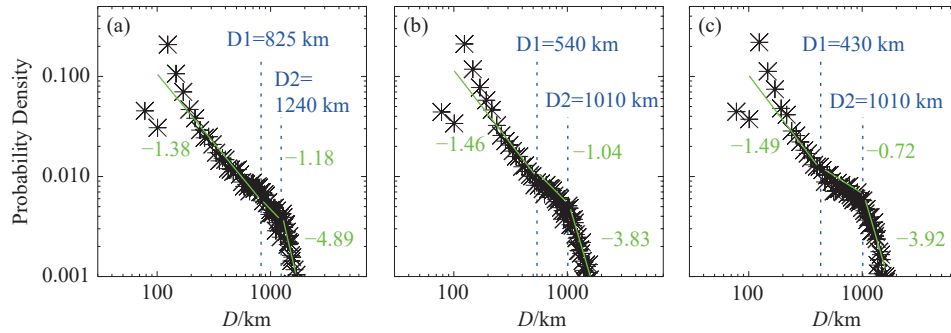


图5 (a)区域A中米粒等效直径的概率密度分布. 星号表示的是数据点, 绿色直线分别代表幂指数为 -1.38 、 -1.18 、 -4.89 的分段幂律拟合. (b)–(c)和(a)一样, 但分别是区域B和C的计算结果.

Fig. 5 The distribution of probability density of the granular equivalent diameter in region A. Asterisks stand for the data points, while the green lines denote the segmented power law fittings with power indices of -1.38 , -1.18 , -4.89 , respectively. (b)–(c) same as (a), but for regions B and C.

需要指出的是, 我们的结果和Roudier等^[26]的结果有所不同. 他们发现只存在一个让分布发生变化的临界尺度 $1.31''$ (即950 km), 并不存在介于两个临界尺度之间的、范围较小的中间区域. 这

种不同, 可能是由当时所用数据的分辨率($0.25''$)不足引起的. 同时, 我们注意到Abramenko等^[37]得到了和我们类似的结果, 只是临界尺度的值有所不同, 他们得到的两个临界尺度值分别为600

km和1300 km. 导致差异的原因主要有二: 其一, 所用数据的分辨率不同; 其二, 我们这里计算的是活动区附近的米粒组织, 而Abramenko等^[37]研究的是宁静区的米粒组织. 正如Roudier等^[26]所指出的那样, 幂律分布在临界尺度处的这种变化可能意味着米粒组织的动力学机制在D1和D2这两个临界尺度处发生了改变.

另外, 还可以发现: 图5 (b)–(c)也显示出了和图5 (a)大体相似的特征. 只是对区域B中的米粒而言, 临界尺度D1、D2的值分别为540 km和1010 km; 对于区域C, 则分别为430 km和1010 km. 我们注意到在这3个区域中, 临界尺度D2的值比较接近, 而D1则相差明显. 由于A、B、C 3个区域所处的磁场环境不同, 因此以上数据表明: 磁场环境对临界尺度D2的影响较小, 而对D1的影响较大. 同时, 还可以发现区域A的D1值最大, 区域B的次之, 而区域C的则最小. 这说明不同磁场结构对米粒组织的整体分布特征也是有影响的. 当然, 磁场对米粒组织的具体影响也有研究. 例如, Macris等^[57]发现黑子附近米粒组织的平均尺度要小于远离黑子的米粒的尺度以及宁静区米粒的尺度. Schmidt等^[51]甚至发现黑子附近米粒的尺度要比宁静区的小10%到25%. 再如, Darvann等^[32]发现气孔周围米粒的尺度变化也会随距离气孔的远近而发生, 只是这种变化很小.

此外, 在图5中还可以发现当小于临界尺度D1时, 3个区域中的幂指数均和Kolmogorov谱指数 $-5/3$ (≈ -1.67)接近. 因此, 这可能意味着D1尺度下的米粒组织具有Kolmogorov湍流的特征. 这符合Roudier等^[26]将小尺度米粒解释为湍流涡的观点. 但是, 我们这里计算得到的幂律指数和Roudier等^[26]的结果(-0.38)有所不同. 这可能是所用数据的分辨率不同引起的. 在我们的工作中, 由于使用了更高空间分辨率的观测数据, 所以能识别出更小尺度的米粒组织. 而Kolmogorov的K41理论针对的是充分发展的各向同性湍流. 所以, 我们计算到的幂律指数才会更接近Kolmogorov谱指数. 这可能意味着小尺度的米粒组织更接近充分发展的各向同性湍流. 而Roudier等^[26]的结果偏离Kolmogorov谱指数较大, 是因为受分辨率的限制, 探测到的小

尺度米粒组织实际上并不是各向同性的湍流元胞. 因此, 和K41理论的结果相差较大.

同时, 还可以发现: 米粒数量随尺度的分布没有最大值, 它随着米粒尺度的减小而增大. 所以, 米粒并没有一个特征尺度^[58–59]. 这也是湍流现象的一个典型特征. 于是, 我们又通过流体力学湍流分析中常用的平滑函数法来对米粒数据进行分析, 因为平滑函数可用来探测湍流的间歇性和多重分形性. 间歇性反映了湍流结构在时空中的不均匀出现和涨落的性质, 它可以用多重分形结构来唯象地描述. 考虑到平滑函数的定义中涉及结构函数, 所以先对结构函数作一简单介绍. 根据文献^[37]和^[60], n 阶结构函数被定义为相距 r 的两个像素之间亮度差异的 n 次方:

$$S_n(r) = \langle |I(x+r) - I(x)|^n \rangle, \quad (3)$$

其中, $\langle \rangle$ 表示在整个图像上求平均. 相应地, 平滑函数 $F(r)$ 被定义为6阶结构函数和2阶结构函数3次方的比值^[37,60], 表达式如下:

$$F(r) = S_6(r) / [S_2(r)]^3. \quad (4)$$

一般而言, 对于在一定尺度范围内具有间歇性和多重分形性的情况, 平滑函数会表现为一个幂指数为负值的幂律分布. 相反, 对于没有间歇性和多重分形性的情况, 平滑函数与空间尺度无关, 不再随着空间尺度的变化而变化^[37]. 这时, 平滑函数在对数坐标中会表现出水平不变的特征, 即呈现出了一个所谓“平谱”的特征. 并且这种情况和一个高斯随机过程相关, 已不再是幂律分布特征^[37].

根据公式(4), 对A、B、C 3个区域分别进行了平滑函数值的计算, 结果如图6所示. 从中可以看到: 3个区域中均存在一个临界尺度 d , 当大于这个尺度时, 平滑函数基本保持着水平趋势; 而当小于这个尺度时, 平滑函数表现为幂指数为负值的幂律分布. Abramenko等^[37]和Liu等^[39]的研究也得出了类似的情况. 这说明, 我们在小于临界尺度 d 的米粒组织中探测到了间歇性和多重分形性. 换言之, 在所研究的3个区域中, 大于临界尺度 d 的米粒组织没有呈现出间歇性和多重分形性并服从高斯分布, 而小于临界尺度 d 的米粒组织则呈现出了

间歇性和多重分形性并服从幂律分布^[37]. 同时, 需要强调的是: 平滑函数在临界尺度处的变化, 实际

上也反映了米粒组织的物理性质和动力学机制的改变^[26,37,39].

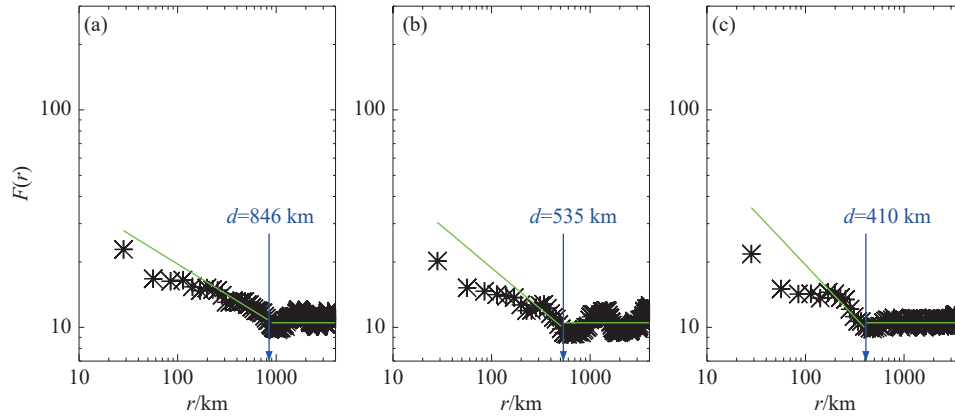


图 6 (a)图1中区域A的平滑函数. 蓝色箭头将平滑函数呈幂律变化的多重分形范围与平滑函数和尺度无关的高斯范围划分开了. (b)-(c)和(a)一样, 但是针对图1中区域B和C的.

Fig. 6 (a) Flatness function of region A in Fig. 1. The blue arrow divides the multi-fractality range where the flatness function varies as a power law from the Gaussian range where the flatness function is scale independent. (b)-(c) same as (a), but for the regions B and C in Fig. 1.

在上面关于米粒尺度分布的研究中, 我们注意到米粒组织具有湍流性质. 而通过计算平滑函数, 我们又探测到了米粒组织的间歇性和多重分形性等湍流的典型特征. 因此, 我们的计算结果也支持Roudier等^[26]和Abramenko等^[37]将米粒组织基于临界尺度 d 分为湍流米粒和对流米粒的观点. 而且小尺度米粒上的湍流涡在数值模拟中也被发现^[38]. 不过与Liu等^[39]的观点类似, 我们也认为除了以上两种米粒外, 还存在一种中间情况, 即, 处于临界尺度 $D1$ 和 $D2$ 之间的米粒是对流和湍流两种机制共同作用的结果. 只是相比Liu等^[39]的结果, 我们这里得到的两种机制共同作用的米粒所占据的尺度范围更小. 与米粒尺度分布(图5)中的情况不同, 平滑函数只显示出了一个临界值, 原因可能是在尺度大于临界值 d 的米粒中, 大尺度对流米粒的总数量超过了混合机制主导的米粒数量, 所以在平滑函数的计算中, 混合区域所引起的不同被“平滑”掉了, 从而探测不到 $D2$ 这个临界值.

通过比较图6中的 d 值和图5中的 $D1$ 值, 我们发现米粒数量随尺度的分布中所给出的湍流米粒临界尺度和平滑函数所给出的值有所不同, 两者相

差在 $0.03''$ 以内. 这可能是方法不同引起的. Roudier等^[26]也发现由不同方法确定的湍流米粒临界尺度有所不同, 两者相差 $0.06''$. 从图6中还可以看到: 3个区域中临界尺度 d 的值有所不同, 并且从区域A到区域C依次减小^[61]. 这说明磁场结构对临界尺度 d 也是有影响的, 因为磁场会抑制对流并使得形成的米粒元胞变小, 从而导致大尺度对流元胞通过级联过程转化成湍流元胞的临界尺度 d 或 $D1$ 也进一步减小. 如果小尺度米粒确实是大尺度米粒级联形成的湍流涡, 那么小于临界尺度 d 或 $D1$ 的米粒组织可能更接近充分发展的各向同性湍流. 因此, 在图5中小于临界尺度 $D1$ 的幂指数更接近充分发展的各向同性湍流的Kolmogorov谱指数.

最后, 我们对米粒组织平均亮度的分布特征进行了研究. 基于识别出的米粒元胞数据, 我们对图1中A、B、C 3个区域的米粒平均亮度进行了计算, 并且用图1中区域C的平均亮度值 I_0 对所有区域米粒的平均亮度值进行了归一化, 结果如图7所示. 其中, I_m 代表的是绝大多数米粒组织所具有的亮度. 从图7中可以知道, 区域A中单个米粒的平均亮度在 $0.72I_0$ 到 $1.13I_0$ 之间, 而区域B的在 $0.66I_0$ 到

$1.10I_0$ 之间, 区域C的则在 $0.75I_0$ 到 $1.13I_0$ 之间. 根据Hirzberger^[19]的研究, 米粒组织的平均亮度在 $0.85I_0$ 到 $1.15I_0$ 之间. 此外, Jin等^[62]发现宁静区米粒的平均亮度在 $0.97I_0$ 到 $1.14I_0$ 之间, 而Yu等^[63]则

发现在 $0.91I_0$ 到 $1.13I_0$. 从中可以发现: 我们得到的米粒平均亮度的上限和此前的研究结果基本一样, 而下限则要更小一些. 这是因为我们使用了更高分辨率的米粒图像, 探测到了更暗的米粒组织.

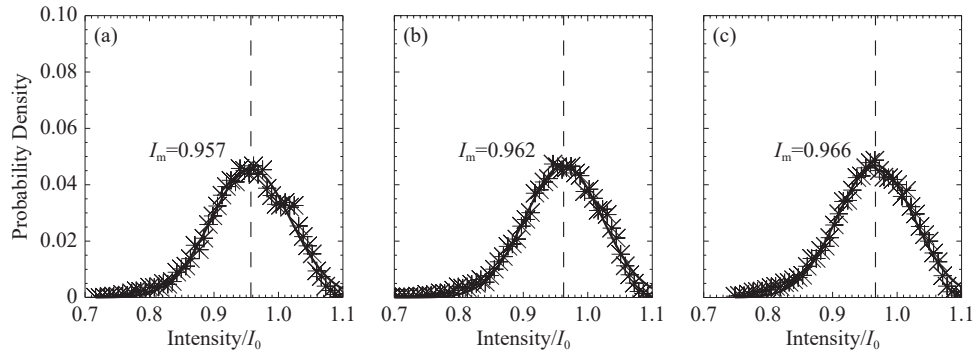


图 7 (a)图1里区域A中的米粒组织的平均强度分布. 黑色虚线标示出了大多数米粒所具有的强度值. I_0 是图1中区域C的平均强度值. (b)-(c)和(a)一样, 但是针对图1的区域B和C而言的.

Fig. 7 (a) The mean intensity distribution of granules of region A in Fig 1. The black dotted line denotes the intensity value that most granules have. I_0 is the mean intensity of region A in Fig 1. (b)-(c) same as (a), but for the regions B and C in Fig 1.

同时, 通过比较图7 (a)、7 (b)和7 (c), 我们还发现A、B、C 3个区域中, 绝大多数米粒组织的亮度 I_m 基本相等, 都在 $0.962I_0$ 附近, 差别仅在 $0.005I_0$ 以内. 而且拟合的高斯轮廓也基本一样. 这说明在同一活动区附近, 光球内不同磁场结构对米粒组织辐射的影响很小, 可以忽略. 换言之, 光球内不同磁场结构虽然会影响米粒元胞的大小, 但是不会影响米粒的亮度, 也不会影响米粒组织的亮度分布特征. 当然, 对于磁场内部的米粒组织的情况就不一定了, 例如对黑子半影或本影内部米粒的亮度的影响. 但是具体细节涉及到黑子本影和半影内部米粒组织的高性能自动识别算法的开发, 我们将在以后的工作中详细考察这个问题.

5 总结和结论

尽管有关米粒组织的研究已经很多, 但是并没有关于磁场结构如何影响米粒的统计特征这方面的工作, 而且关于米粒组织基本参数及形成机制也没有达成统一的认识, 目前依然处于争论之中. 在本文当中, 利用NVST的高分辨率观测资料和最新的米粒识别算法, 我们对光球内不同磁场

对米粒组织的影响进行了统计分析和研究. 首先, 我们对所选3个不同区域中米粒组织的数量随尺度的分布进行了计算, 并对得到的结果进行了分段幂律拟合, 发现了两个临界尺度D1和D2, 而且分布特征在这两个尺度处发生了变化. 然后, 我们利用流体力学湍流研究中常用的平滑函数法对3个不同区域中的平滑函数进行了计算, 以探测米粒组织可能具有的间歇性和多重分形性. 最后, 我们对所选3个区域中米粒组织的亮度分布进行了计算. 得到的主要结论如下:

(1)米粒数量随尺度分布在两个临界尺度D1和D2处会发生变化, 尺度小于D1的米粒组织的幂指数更接近Kolmogorov谱指数. 同时, 平滑函数中存在一个临界尺度 d , 尺度小于 d 的米粒组织服从幂律分布, 从而表明米粒组织中确实存在湍流间歇性和多重分形性. 这表明, 小尺度米粒组织确实具有湍流属性.

(2)米粒组织可以根据其起源机制的不同被分为3种不同的类型: 尺度小于D1的湍流米粒、尺度大于D2的对流米粒以及尺度介于D1和D2之间的湍流对流混合米粒.

(3)湍流米粒的临界尺度受到周围磁结构的影响: 越靠近强磁场区域, 湍流米粒的上限尺度越小, 但是不同方法所确定的这个上限尺度(即D1或d)会有所差异.

(4)光球内不同磁场结构对其外部的米粒组织的平均亮度及其分布特征没有明显影响. 但是, 磁场影响其内部米粒的亮度及其分布特征的机制还不清楚, 未来需要更深入的分析 and 研究.

致谢 感谢NVST科学工作组的支持. 感谢NASA/ADS数据库提供的便利. 本工作中的计算均在云南天文台计算太阳物理实验室CosPLYO (Computational Solar Physics Laboratory of Yunnan Observatories)完成, 感谢CosPLYO提供计算支持.

参考文献

- [1] Nasmyth J. Memoirs of the Literary and Philosophical Society of Manchester, 1862, 1: 407
- [2] Spruit H C, Nordlund A, Title A M. ARA&A, 1990, 28: 263
- [3] Dawes W R. MNRAS, 1864, 24: 161
- [4] Huggins W. MNRAS, 1866, 26: 260
- [5] Langley S P. MNRAS, 1874, 34: 255
- [6] Janssen J. Seine-et-Oise, 1896, 1: 91
- [7] Ganskyĭ A. Mitteilungen der Nikolai-Hauptsternwarte zu Pulkowo, 1908, 3: 1
- [8] Chevalier S. ApJ, 1908, 27: 12
- [9] Strebel H. ZA, 1933, 6: 313
- [10] Unsöld A. ZA, 1930, 1: 138
- [11] 林元章. 太阳物理导论. 北京: 科学出版社, 2000: 140-144
- [12] Siedentopf H. AN, 1933, 247: 297
- [13] Dravins D, Lindegren L, Nordlund A. A&A, 1981, 96: 345
- [14] Nordlund A. A&A, 1982, 107: 1
- [15] Woehl H, Nordlund A. SoPh, 1985, 97: 213
- [16] Steffen M, Ludwig H G, Kruess A. A&A, 1989, 213: 371
- [17] Simon G W, Weiss N O. MNRAS, 1991, 252: 1
- [18] Canuto V M. ApJ, 1992, 392: 218
- [19] Hirzberger J. A&A, 2002, 392: 1105
- [20] Title A M, Tarbell T D, Topka K P, et al. ApJ, 1989, 336: 475
- [21] Richardson R S, Schwarzschild M. ApJ, 1950, 111: 351
- [22] Kolmogorov A. DoSSR, 1941, 30: 301
- [23] Schwarzschild M, Schwarzschild B. SA, 1959, 200: 52
- [24] Schwarzschild M. ApJ, 1959, 130: 345
- [25] Aime C, Martin F, Grec G, et al. A&A, 1979, 79: 1
- [26] Roudier T, Muller R. SoPh, 1986, 107: 11
- [27] Zahn J P. Proceedings of the 5th European Solar Meeting Held in Titisee. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1987, 292: 55
- [28] 杨磊, 孙畅, 李家威. 天文学报, 2023, 64: 61
- [29] 高宇航, 田晖, 郭明哲, 等. 天文学报, 2022, 63: 1
- [30] Hirzberger J, Vázquez M, Bonet, J A. ApJ, 1997, 480: 406
- [31] Hirzberger J, Bonet J A, Vázquez M. ApJ, 1999, 515: 441
- [32] Darvann T A, Kusoffsky U. Proceedings of the 3rd International Workshop of the Astronomical Observatory of Capodimonte and the NATO Advanced Research Workshop on Solar and Stellar Granulation, Capri, June 21-25, 1989
- [33] Karpinsky V N. Proceedings of the 138th Symposium of the International Astronomical Union. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1990, 138: 67
- [34] Greimel R, Brandt P N, Guenther, E. VA, 1990, 33: 413
- [35] Roudier T, Vignean J, Espagnet O, et al. A&A, 1991, 248: 245
- [36] Espagnet O, Muller R, Roudier T, et al. A&A, 1993, 271: 589
- [37] Abramenko V I, Yurchyshyn V B, Goode P R, et al. ApJ, 2012, 756: 27
- [38] Lemmerer B, Hanslmeier A, Muthsam H, et al. A&A, 2017, 598: 126
- [39] Liu Y X, Jiang C W, Yuan D, et al. ApJ, 2021, 923: 133
- [40] Liu Z, Xu J, Gu B Z, et al. RAA, 2014, 14: 705
- [41] Xiang Y Y, Liu Z, Jin Z Y. NewA, 2016, 49: 8
- [42] 向永源, 刘忠, 金振宇, 等. 天文学进展, 2016, 34: 94
- [43] de Wijn A G, Stenflo J O, Solanki S K, et al. SSRv, 2009, 144: 275
- [44] Aschwanden M J. SoPh, 2010, 262: 235
- [45] Javaherian M, Safari H, Amiri A, et al. SoPh, 2014, 289: 3969
- [46] Liu Y X, Jiang C W, Yuan D, et al. RAA, 2022, 22: 085008
- [47] Utz D, Hanslmeier A, Möstl C, et al. A&A, 2009, 498: 289
- [48] Andić A, Chae J, Goode P R, et al. ApJ, 2011, 731: 29
- [49] Liu Y X, Xiang Y Y, Erdélyi R, et al. ApJ, 2018, 856: 17
- [50] Bovelet B, Wiehr E. SoPh, 2007, 243: 121
- [51] Schmidt W, Grossmann-Doerth U, Schroeter E H. A&A, 1988, 197: 306
- [52] Nordlund A. SoPh, 1985, 100: 209

- [53] Sánchez C M, Bonet J A, Vázquez M, et al. *ApJ*, 2000, 538: 940
- [54] Danilovic S, Gandorfer A, Lagg A, et al. *A&A*, 2008, 484: 17
- [55] Rodríguez Hidalgo I, Collados M, Vázquez M. *A&A*, 1992, 264: 661
- [56] 饶长辉, 姜文汉, 凌宁, 等. *天文学报*, 2001, 42: 134
- [57] Macris C, Prokakis T, Dialetis D, et al. *SoPh*, 1989, 122: 209
- [58] Muller R, Roudier T, Vigneau J. *SoPh*, 1990, 126: 53
- [59] Jurčák J, Lemmerer B, van Noort M. *Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium*, 2017, 327: 34
- [60] Abramenko V, Yurchyshyn V. *ApJ*, 2010, 722: 122
- [61] Collados M, Marco E, del Toro J C, et al. *SoPh*, 1986, 105: 17
- [62] Jin C L, Wang J X, Zhao M. *ApJ*, 2009, 690: 279
- [63] Yu D, Xie Z X, Hu Q H, et al. *ApJ*, 2011, 743: 58

Effects of Different Magnetic Structures within the Photosphere on Granulation

KANG Kai-feng^{1,2} LIN Jun^{1,2,3,4}

(1 Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650216)

(2 Yunnan Key Laboratory of Solar Physics and Space Science, Kunming 650216)

(3 University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049)

(4 Center for Astronomical Mega-Science, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100101)

ABSTRACT Using the high-resolution data in the TiO band taken by the 1 m New Vacuum Solar Telescope (NVST) at the Fuxian Lake Solar Observatory (FSO), we statistically investigated the effects of different magnetic field structures within the photosphere on granules via the newly developed algorithms for identifying granules. The data of NVST have much higher contrast (9.6%), therefore which is helpful for identifying smaller granules and performing more detailed analyses and studies than before. It is found that two critical scales of granules, D1 and D2, exist, and that the probability density of the equivalent diameter of granules with scales smaller than D1 follows a power law distribution similar to the Kolmogorov spectrum. We classify granules into three groups of different origins: the granules smaller than D1 are turbulent, those larger than D2 are convective, and those with scales between D1 and D2 result from blending of turbulence and convection, which is an intermediate case of the two formers. Meanwhile, we also noticed that the different magnetic field structures within the photosphere impact the critical scale, D1, of the turbulent granule in an apparent way such that the stronger the nearby magnetic field is, the smaller the value of D1 is. On the other hand, magnetic field imposes almost no effect on the mean radiative intensity of its external granules and the corresponding distribution features.

Key words Sun: activity, Sun: granulation, Sun: magnetic fields, Sun: photosphere, Sun: sunspots