

多种观测数据驱动的三维行星际太阳风 MHD 模拟^{*}杨 易^{1,2} 沈 芳^{1,2,3} 杨子才^{1,2}

1(中国科学院国家空间科学中心 北京 100190)

2(中国科学院大学 北京 100049)

3(哈尔滨工业大学空间科学与应用技术研究院 深圳 518055)

摘 要 三维磁流体力学 (MHD) 数值模拟是行星际太阳风研究的重要手段. 本文发展了一种由多种观测数据驱动的三维行星际太阳风 MHD 数值模型. 模型的计算区域为 0.1 AU 到 1 AU 附近, 使用 Lax-Friedrich 差分格式在六片网格系统中进行数值求解. 边界条件中磁场使用 GONG 台站观测的光球磁图外推获得, 密度通过 LASCO 观测的白光偏振亮度反演得到, 速度根据以上两种观测数据并利用一种基于人工神经网络技术 (ANN) 的方法得到, 温度通过自洽方法根据磁场和密度导出. 利用该模型模拟了第 2062 卡灵顿周 (CR2062) 时期的行星际太阳风, 模拟结果显示丰富的观测特征, 并与 OMNI 以及 Ulysses 的实际观测值符合得较好. 该模型可用于提供接近真实的行星际太阳风, 有助于提高空间天气预报的精度.

关键词 MHD 模拟, 行星际太阳风, 数据驱动

中图分类号 P 353

Simulation of Interplanetary Solar Wind with
Three-dimensional MHD Model Driven
by Multiple ObservationsYANG Yi^{1,2} SHEN Fang^{1,2,3} YANG Zicai^{1,2}

1(National Space Science Center, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190)

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

3(Institute of Space Science and Applied Technology, Harbin Institute of Technology, Shenzhen 518055)

Abstract Three-dimensional Magnetohydrodynamics (MHD) modeling is a key method for studying the interplanetary solar wind. This paper develops a new solar wind MHD model driven by multiple observations. The computation region of this model is from 0.1 Astronomical Unit (AU) to 1 AU. The model solves the ideal MHD equations in a six-component grid system by using the Total Variation Diminution (TVD) Lax-Friedrich scheme. In the new model, the physical parameters at

* 国家自然科学基金项目 (41774184, 41874202, 41731067), 国家重点实验室专项研究基金项目和国家“万人计划”青年拔尖人才项目共同资助

2019-02-14 收到原稿, 2019-07-25 收到修定稿

E-mail: yyang@spaceweather.ac.cn

the inner boundary are determined as following: the magnetic field is derived using the magnetogram synoptic map from GONG; the electron density is derived from the Polarized Brightness (PB) observations from LASCO; the velocity is deduced using an Artificial Neural Network (ANN) tactic with both the magnetogram and PB observations, and the temperature is derived from the magnetic field and electron density by a self-consistent method. We use this model to simulate the interplanetary solar wind during CR2062. The results show various observational characteristics, and are in good agreement with the OMNI and Ulysses observations. Thus, this model can be used to provide more realistic interplanetary solar wind and will be helpful for the research on space weather prediction.

Key words MHD simulation, Interplanetary solar wind, Observations driven

0 引言

磁流体力学 (MHD) 数值模拟是空间物理研究和空间天气预报的重要方法, 被广泛应用于太阳风的日冕-行星际传播过程及其与地球磁层的相互作用等研究领域^[1,2]. 获取真实的三维行星际背景太阳风结构是研究日冕物质抛射 (CME) 及太阳高能粒子 (SEP) 事件等灾害性空间天气事件日地传输过程的基础, 有助于准确预报 CME 传播轨迹和到达地球的时间^[3,4]. 近年来利用 MHD 模拟的行星际背景太阳风研究单个 CME 的传播演化过程、多个 CME 的相互作用过程以及 SEP 的传播特性等, 取得了一些重要进展^[5-8]. 因此, 有必要不断发展和完善行星际太阳风 MHD 数值模型.

目前已经有一些成熟的三维太阳风 MHD 数值模型, 例如美国大气海洋局空间天气预报中心 (NOAA/SWPC) 使用的 ENLIL 模型, 美国集成空间天气建模中心 (CISM) 使用的 CORHEL 模型^[9], 美国空间环境建模中心 (CSEM) 使用的 SWMF 模型^[10], Kissmann 等^[11] 开发的 CRONOS 模型以及中国科学院国家空间科学中心开发的 SIP-CESE 模型和 COIN-TVD 模型等^[12,13].

太阳风从低日冕传播到行星际会经过复杂的加速加热过程, 因此目前的 MHD 模型主要采取以下两种方式来模拟行星际太阳风. 一种是将太阳光球表面作为内边界, 在 MHD 方程中添加描述太阳风的加速、加热等物理过程的数学项, 对整个日冕-行星际过程进行模拟; 另一种是直接内边界设置在超阿尔芬速区 (一般在 0.1 AU 附近), 利用经验模式来确定边界条件, 而不具体考虑日冕的加速加热过程. 由于目前太阳风的加速和加热机制还不是完全清

楚, 因此这两种模型用于模拟大尺度行星际太阳风结构的效果差别不大^[15]. 另外, 在近日冕进行 MHD 数值计算需要消耗大量的计算资源, 不利于进行实时的近地太阳风条件预报. 因此, 目前基于经验模式的 MHD 模型在空间天气预报方面更有优势. 例如, 基于 Wang-Sheeley-Argé (WSA) 太阳风速度经验公式^[15-17] 的 WSA/ENLIL 模型^[18] 近年来一直被 NOAA/SWPC 所采用.

随着空间探测技术的提高, 将更多类型以及更小时空分辨率的观测数据融入数值模型可以使模型更加精确, 这是空间天气数值预报研究的未来发展方向^[2]. 在太阳风 MHD 数值模型中, 观测数据主要用于约束模型的初边界条件. 基于经验模式的 MHD 模型的性能依赖于初边界条件的给定方法^[19]. 磁场是控制太阳风等离子体运动的主要因素, 目前比较先进的太阳风 MHD 模型通常利用太阳光球磁场的观测数据以及各种理论外推模型来获得磁场的初边界条件. 速度的边界条件一般也根据磁场观测, 采用 WSA 经验模式^[15-17] 给定.

密度和温度的初边界条件通常采用典型观测值的 Parker 太阳风解^[20], 目前直接使用实际观测数据来约束的很少. 日冕磁场难以直接探测, 但是光球磁场经过理论外推, 在日冕区域可能与实际情况有所偏差. 因此可以考虑利用其他类型的观测数据来对模型进行修正. 例如, 近几年有研究利用日冕等离子体的磁冻结效应, 通过日冕仪的白光亮度数据修正光球观测外推的日冕磁场^[21,22].

本文发展了一种利用更多观测数据来获得更真实三维行星际太阳风的 MHD 模型. 在 COIN-TVD 太阳风 MHD 模型的基础上, 采用最新开发的一种基于多种观测数据的自洽边界条件给定方法, 对

第 2062 卡灵顿周 (CR2062) 的三维行星际太阳风进行模拟实验.

1 MHD 数值模型

本文研究工作的基础是 COIN-TVD 模型, 该模型最早是由 Feng 等^[12] 开发的日冕-行星际组合格式的三维太阳风模型, Shen 等^[7,13,23] 对其进行了改进, 使之适用于 CME 事件的模拟. 这里仅对使用的最新改进的模型进行介绍.

1.1 控制方程和数值方法

该模型求解的是三维理想 MHD 方程组, 即

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \mathbf{I} + \rho \mathbf{v} \mathbf{v} - \frac{B \mathbf{B}}{\mu_0} \right] = -\frac{\rho G M_s}{r^3} \mathbf{r} + \mathbf{v} \cdot \mathbf{f}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{v}) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (p \mathbf{v}) = -(\gamma - 1) p \nabla \cdot \mathbf{v}. \quad (4)$$

式中需要求解的物理量包括等离子体密度 ρ , 压强 p , 速度矢量 $\mathbf{v}$ 和磁场矢量 $\mathbf{B}$. 式 (1) 为连续性方程; 式 (2) 为动量方程, 其中 μ_0 为真空磁导率, G 为万有引力常数, M_s 为太阳质量,

$$\mathbf{f} = -\boldsymbol{\omega} \times (\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r} + 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v})$$

是因采用共转坐标系而引入的离心力, $\boldsymbol{\omega}$ 为太阳自转的角速度; 式 (3) 为考虑理想磁流体条件简化的法拉第定律; 式 (4) 为代替能量方程使用的压力方程, 其中 γ 为多方指数. 式 (4) 采用压力方程有利于保证数值格式的稳定性^[18].

最新改进的模型在全部计算区域中通常采用 TVD Lax-Friedrich 差分格式求解上述三维时变 MHD 方程组, 具体的格式内容可以参考文献^[24]. 另外, 由于数值计算过程无法保证磁场的散度处处为零, 磁场散度可能在某些地方累积而导致计算崩溃, 因此需要采取一些方法来限制磁场散度. 本文采取的是扩散法^[25,26], 即在方程中添加扩散项, 使数值计算产生的磁场散度迅速扩散到整个计算区域,

以保证计算的稳定性.

1.2 网格划分

这里计算区域设置为 $0.1 \sim 1.27 \text{ AU}$, 若以太阳半径 R_s 为单位, 则计算区域范围为 $[21.5 R_s, 273 R_s]$. 计算网格在球面上采用六片网格系统, 这种网格可以避免在球坐标系下进行数值求解时存在的极区奇异性, 并且有利于并行计算.

六片网格系统由 6 个完全相同的区域组成, 其中 4 片沿经度方向依次排布在中低纬度区域, 另外 2 片分别覆盖南极和北极, 各片相互交错从而覆盖整个球面. 图 1(a) 展示了六片网格系统的示意, 其中每片区域用不同的颜色表示. 六片网格系统中每片区域拥有独立的坐标系, 每片的坐标范围为

$$\left(\frac{\pi}{4} - \Delta \leq \theta \leq \frac{3\pi}{4} + \Delta \right) \cap \left(\frac{3\pi}{4} - \Delta \leq \phi \leq \frac{5\pi}{4} + \Delta \right), \quad (5)$$

其中, Δ 表示片与片之间重叠部分的大小. 每片区域按如下规则划分:

$$\begin{aligned} \theta_j &= \theta_{\min} + (j-1)\Delta\theta, \\ \Delta\theta &= \frac{\theta_{\max} - \theta_{\min}}{n-1}; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \phi_k &= \phi_{\min} + (k-1)\Delta\phi, \\ \Delta\phi &= \frac{\phi_{\max} - \phi_{\min}}{n-1}. \end{aligned} \quad (7)$$

其中 n 为 θ 或 ϕ 方向上的网格数. 这里采用球面上分辨率为 $1^\circ \times 1^\circ$ 的网格, 重叠部分设置 7 个网格, 所以 n 的取值为 97. 计算过程中每片区域内部网格的物理量通过数值格式求解, 每片边界上的值通过与其重叠的相邻片上网格插值得到.

在径向方向上的网格采用等比划分, 即随着日心距离的增加网格逐渐变大. 径向网格大小从 $0.27 R_s$ 逐渐增加到 $2.15 R_s$. 根据数值计算的 CFL 条件^[27], 对于相同的特征波传播速度, 网格越大则允许的时间步长越大. 这里把整个计算空间在径向方向上划分为 3 个区域, 每个区域使用各自允许的时间步长, 计算时可以采用异步并行方法, 节约计算时间. 图 1(b) 展示了径向网格的划分, 3 种不同颜色代表径向上划分的 3 个区域, 每个区域使用 72 个网格, 其中 4 个相互重叠. 径向的网格数目可以根据需要进行调整, 从而得到适当的计算区域.

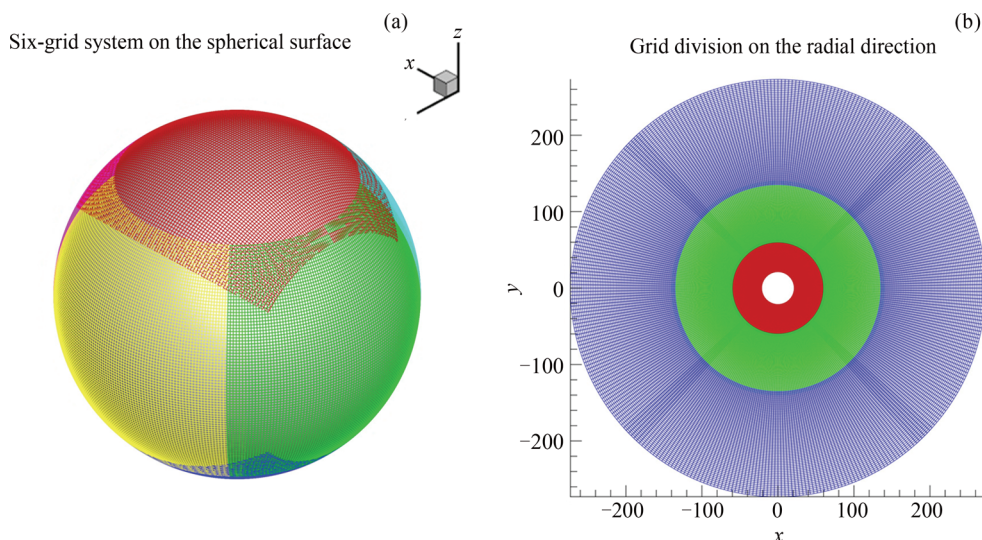


图 1 三维 MHD 模型使用的网格系统
Fig. 1 Grid system of our 3D MHD model

2 基于多种观测的边界条件

如果给 MHD 模型提供足够真实的边界条件, 则模拟出的行星际太阳风原则上可以与实际观测相符. 如前所述, 本文模型的计算区域内边界位于 $21.5 R_s$ 处, 该处是超声速超阿尔芬速区域, 内边界上所有的特征波都指向计算区域内, 因此需要通过经验模式给定 MHD 方程组中的全部物理量值. 外边界由计算区域内的点通过线性外推得到. 为了提供更真实的内边界, 这里尝试利用多种观测数据来获得各物理量的分布. 在内边界处没有可直接使用的行星际观测数据, 因此先利用观测数据确定源表面 ($2.5 R_s$) 处的各物理量分布, 再按照 Parker 螺旋外推到模型的内边界处. 下面分别介绍如何基于多种观测数据给定磁场、密度、速度和温度的边界条件.

径向磁场边界条件的给定使用目前国际上最常用的势场源表面 (PFSS) 模型^[28,29]. PFSS 模型可以根据光球磁场概图数据, 外推得到日冕和行星际的磁场结构. 该模型虽然比较简单, 但是能够较好地预报行星际磁场的极性^[30], 因此一直被广泛采用. 目前有很多光球磁图数据可供选择, 这里根据文献^[31]的对比研究, 采用了 NSO/GONG 提供的数据*. 使用 PFSS 模型可以获得磁场强度的分布, 还可以利用其外推的三维磁场结构得到其他的特征参数, 例如冕

洞的大小和位置、磁力线膨胀的程度以及磁力线足点的位置等. 这里基于 PFSS 模型提取了 6 个与太阳风速速度相关的特征参数, 用于给定速度的经验关系, 具体参数介绍见文献^[32].

太阳风在行星际传播的过程中, 在磁场较弱的区域, 动压对等离子体的流动起支配作用, 因此给定合理的密度分布是必要的. 根据汤姆逊散射理论, 日冕电子密度可以根据观测的白光偏振亮度 PB 来确定. 这里利用 LASCO/C2 日冕仪观测的 PB 数据以及 Hulst 等^[33]发展的日冕电子密度反演方法, 获得电子密度在源表面的全球分布. LASCO/C3 日冕仪可以直接提供模型内边界处的观测数据, 但不能用于反演电子密度, 因为只有在低日冕才能避免由行星际杂散光带来的观测噪声^[34].

径向速度的初边界条件是太阳风 MHD 模拟中的关键因素, 这是因为行星际背景太阳风传播过程中高低速流之间的相互作用对其他太阳风参数的演化有很大影响. 目前比较成功的 MHD 模型的速度初边值一般都是利用 WSA 经验模式给定, WSA 速度经验公式为

$$v_r = v_s + \frac{v_f}{(1 + f_s)a_1} \left\{ 1 - 0.8 \exp \left[- \left(\frac{\theta_b}{a_2} \right)^{a_3} \right] \right\}^{a_4}. \quad (8)$$

其中: f_s 为膨胀因子, θ_b 为磁力线足点距离冕洞边界

*<http://gong.nso.edu/>

的角距离, 这两个自变量可以根据 PFSS 模型计算得到; v_s 和 v_f 为用于限定最低速度和最高速度的自由参数; $a_1 \sim a_4$ 为控制 f_s 和 θ_b 影响大小的自由参数. 但是, WSA 速度经验公式是由黄道面 L1 点的观测数据统计得到的, 利用 WSA 公式给定高纬度区域的初边界条件具有不确定性. 此外, WSA 公式只依赖于光球磁图观测, 如果同时利用更多其他类型的观测来约束速度的初边值, 模拟结果应该更好. 因此, 这里利用人工神经网络 (ANN) 技术, 通过机器学习建立了源表面速度与基于光球磁图观测的 6 个磁场参数以及基于 PB 观测的电子密度的经验关系, 即

$$v = g \left[b_0 + \sum_{j=1}^n \nu_j f_j \left(b_j + \sum_{i=1}^m w_{ji} x_i \right) \right]. \quad (9)$$

其中: x_i 为输入参数; w_{ji} , ν_j , b_j , b_0 为通过机器学习得到的常数; v 为速度; g 为一个线性函数; f_j 为一个非线性激活函数, 其表达式为

$$f(x) = \frac{2}{1 - e^{-2x}} - 1. \quad (10)$$

该经验关系建立时使用了 IPS 观测的全球面速度数据, 因此在高纬度区域比 WSA 公式更加可信. 该方法的详细介绍可以参考文献 [32]. 通过这种方法得到的速度全球分布与光球磁图和日冕 PB 亮度观测数据均相关.

这里采取一种自洽的方法确定温度边界条件, 由已经得到的磁场和密度分布确定源表面处温度的分布. 这种自洽的边界条件给定方法由 Wei 等 [35] 提出, 后来由 Shen 等 [36,37] 进一步发展. 假设太阳风等离子体满足如下理想气体条件和压力平衡条件:

$$p = 2NR'T, \quad (11)$$

$$\beta(B) = \frac{8\pi p}{B^2}. \quad (12)$$

其中 T 为温度, N 为密度, R' 为普适气体常数, p 为动压, B 为磁场强度, 等离子体 β 的取值由下式给出:

$$\beta = \begin{cases} \frac{c}{B^2} & (\text{电流片区域}); \\ \beta_c & (\text{其他区域}). \end{cases} \quad (13)$$

根据文献 [38], 取 $\beta_c = 7$, $C = 0.01G^2$. 由式 (9)~(11) 可以计算出温度分布. 由于磁场和密度分别来源于光球磁图和 PB 亮度观测数据, 因此这样自洽得到的温度分布与这两种观测都相关.

另外, 根据共转速度, 磁场和速度在经度和纬度方向上分量分别为

$$v_\theta = 0, \quad v_\phi = -\omega R_{in} \sin \theta; \quad (14)$$

$$B_\theta = 0, \quad B_\phi = -\frac{\omega R_{in} \sin \theta}{v_r} B_r. \quad (15)$$

综上, 利用光球磁图、PB 亮度以及 IPS 速度数据给定各个物理量的边界条件, 进一步驱动第 1 节的 MHD 模型, 经过充分的时间松弛迭代后得到三维行星际太阳风的稳态解.

图 2 给出了利用 CR2062 观测数据得到的径向磁场、电子密度、径向速度以及温度在内边界上的分布情况. 由图 2 可见, CR2062 期间行星际电流片主要分布在赤道附近低纬度范围内, 从大尺度上看电流片结构比较平滑, 但密度、速度、温度的小尺度变化非常丰富, 相对于以前的边界条件给定方法, 能够体现更多来自观测数据的特征.

3 模拟结果

利用上述 MHD 数值模型和基于多种观测数据的边界条件给定方法, 模拟了 CR2062 时期的三维行星际背景太阳风. 该 CR 处于 2007 年, 接近第 23 太阳活动周的极小期, 日冕物质抛射事件很少. 因此, 1 AU 处卫星观测到的太阳风主要是背景太阳风, 适合对这里的模型进行验证.

图 3 给出了本文模拟的 CR2062 期间的行星际太阳风在 1 AU 处的全球面二维分布. 综合分析图 3 中各个物理量发现, 两极区域相对于赤道区域磁场较高, 密度较低, 速度较高而且温度较高, 这与实际观测的太阳低年大尺度太阳风结构相符. 与图 2 对比可以发现, 1 AU 处的各物理量与内边界相比发生了明显变化. 由于高低速流之间的相互作用, 低纬度区域的磁场和密度出现一些不均匀结构, 在某些位置由于压缩效应出现突然升高, 即图 3 中低纬度零散出现的一些深红色区域 [39]. 太阳风速度相对于内边界平均增加了几十 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$. 这说明太阳风在行星际传播时磁能和内能转换成了动能. 另外可以直观看到, 1 AU 处各物理量的大尺度位形相对于内边界在经度方向上向左偏移, 这种偏移来自太阳风的共转效应.

图 4 给出了赤道面及子午面上各物理量的模拟结果. 由图 4 中赤道面的模拟结果可以看到: 各物理

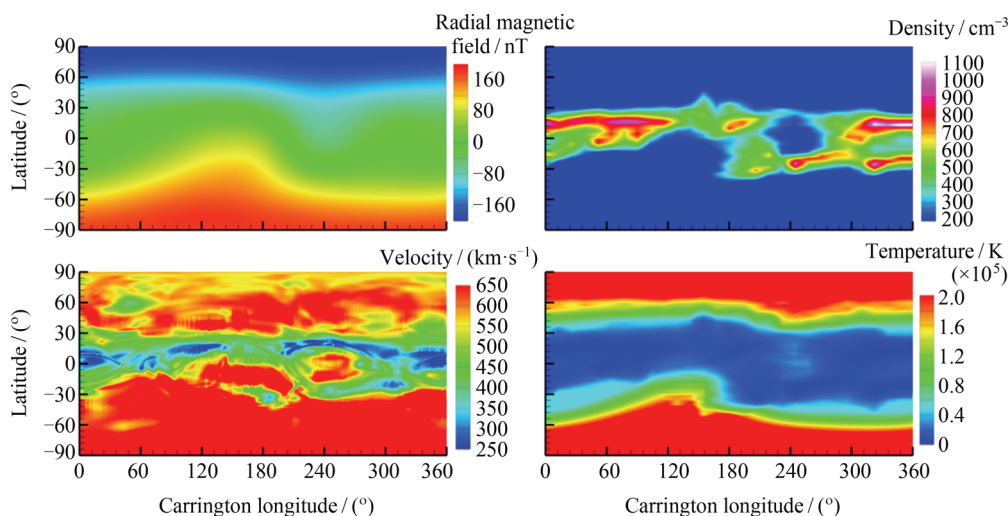


图 2 基于多种观测数据得到的 CR2062 期间内边界处径向磁场、数密度、径向速度以及温度的分布

Fig. 2 Global distribution of radial magnetic field, density, velocity and temperature on the inner-boundary derived from multiple observations

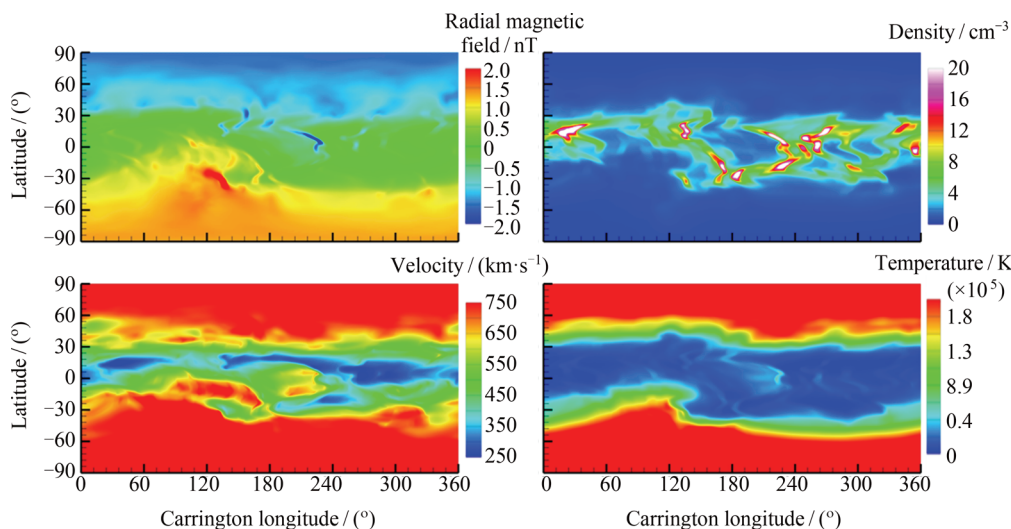


图 3 模拟得到的 CR2062 时期径向磁场、数密度、径向速度以及温度在 1 AU 处的全球面分布

Fig. 3 Global distribution of radial magnetic field, density, velocity and temperature at 1 AU obtained by MHD model

量在赤道面上表现出典型的 Parker 太阳风螺旋结构; 速度分布显示出高低速流交错分布, 形成共转相互作用区 (CIR); 在密度分布里能够清楚地看到 CIR 前端压缩形成的高密度区; 在温度分布里可以看到压缩加热效应造成 CIR 前端压缩区温度大于后端稀疏区温度. 由图 4 中子午面的模拟结果可以看到与图 3 相符的纬度变化, 即极区速度更大, 密度更低, 温度更高, 还可以看到在同一纬度各物理量在径向上的变化. 各物理量在赤道面和子午面的变化相对

原 COIN-TVD 模型^[13,23]的结果更丰富, 更接近于真实太阳风, 这体现出新边界条件的优势.

图 5 给出 L1 点的 MHD 模拟结果与 OMNI 就地观测数据的对比情况. 由图 5 可以看出: 模拟的 L1 点各参数中速度与观测值吻合很好, 两个大于 $600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ 的高速流均与观测数据对应得比较准确; 温度模拟值中两个大于 10^5 K 的峰值位置与观测数据也符合得较好; 密度的模拟值在大尺度上与观测数据基本相符, 大于 5 cm^{-3} 的位置基本相同, 但是小

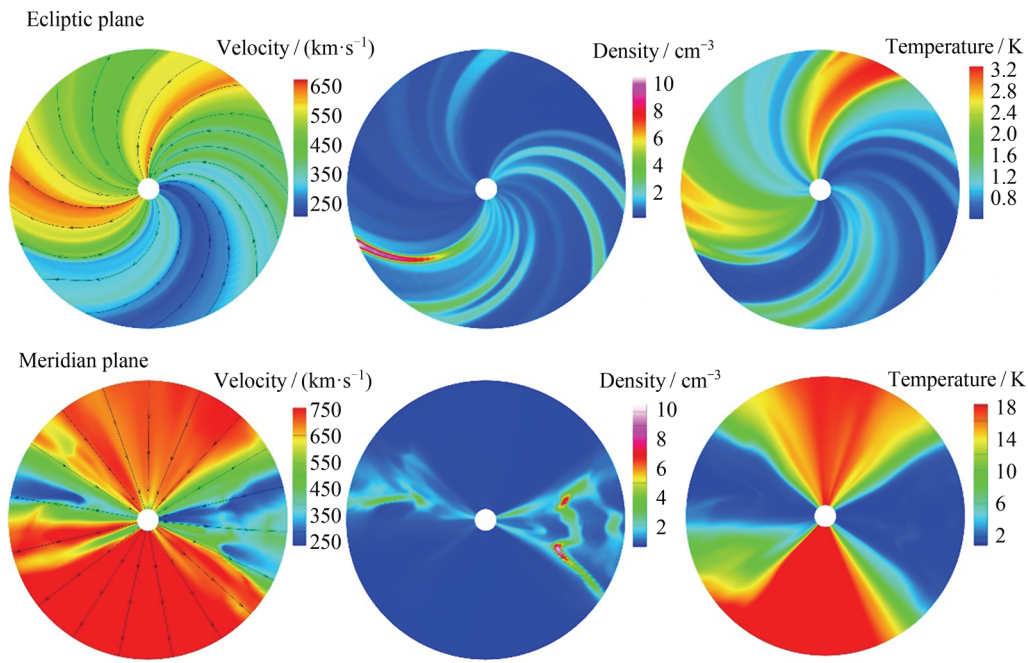


图 4 模拟得到的 CR2062 时期太阳风各参数在赤道面和子午面的分布结构. 最左列中的黑线代表模拟得到的磁场线, 箭头表示磁场方向

Fig. 4 Solar wind parameters on the ecliptic plane and meridian plane obtained by MHD model. The black lines in the left column shows the magnetic field lines, and the arrows indicate the direction of the magnetic field

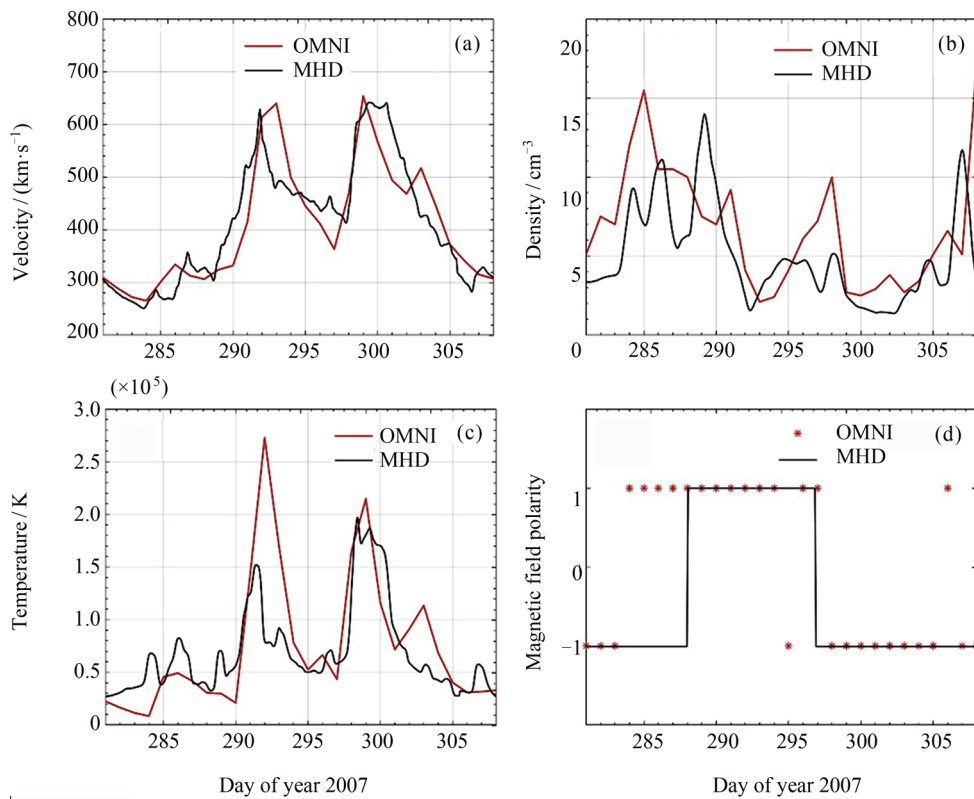


图 5 MHD 模拟结果与 OMNI 观测数据的对比

Fig. 5 Comparison of our modeling results with the OMNI observation data

尺度的变化没有完全吻合; 模拟的磁场极性也基本与观测数据相符, 仅有少量不同.

在 L1 点将 MHD 模拟结果与 OMNI 观测数据进行对比仅能验证模型在赤道面上的表现. 为了进一步验证模型在高纬度的性能, 这里还将模拟结果与 Ulysses 的观测数据进行了对比, 如图 6 所示. 采用 Ulysses 卫星第三次绕日轨道的观测数据, 这是因为 Ulysses 第三次绕日正好在 2007–2008 年快速通过 1 AU 附近的近日轨道, 适合与 CR2062 期间的模拟结果进行对比. 图 6 是将 Ulysses 在不同日心距处的观测结果归一化到 1 AU 处与模拟结果进行对比的情况. 从图 6 中可以看到, 模拟的速度和温度随纬度的增加而增大, 模拟的高密度区域分布在南北纬 20° 以内, 20° 以上随着纬度的增加而减小, 这些结果与观测特征符合得较好. 此外, 磁场极性整体符合得也很好, 模拟与观测出的极性反转位置基本都是在赤道附近. 但 Ulysses 轨道所在的卡林顿经度位置是变化的, 因此会有许多小的波动. 而这里的模拟值选取的是卡灵顿经度 360° 的平均值, 也就是 CR2062 期间 27 天的平均值, 因此曲线相对比较平滑. 上述分析

说明本文提出的 MHD 模型可以较好地模拟 CR2062 期间行星际太阳风的各种特征.

4 结语

通过发展一种新的基于多种卫星观测数据的内边界条件给定方法, 改进了 COIN-TVD 三维行星际太阳风数值模型. 该模型使用 TVD Lax-Friedrich 格式求解理想 MHD 方程组, 计算区域的网格划分使用六片网格系统和径向分区实现并行计算. 在新的边界条件中: 磁场利用光球磁图观测数据通过 PFSS 模型外推得到; 密度利用 PB 亮度观测数据反演得到; 速度则利用 ANN 机器学习技术, 建立基于 IPS 观测的适用于高纬度区域的经验关系, 同时运用光球磁图和 PB 亮度两种观测数据得到; 温度采用一种自洽方法, 利用观测的磁场和密度数据推导得出.

利用改进的模型对 CR2062 时期的行星际太阳风进行模拟. 对模拟结果的多种分析表明, 本文发展的模型可以很好地模拟出三维行星际太阳风的大尺度观测特征, 模拟结果与 1 AU 处的实际观测数据吻

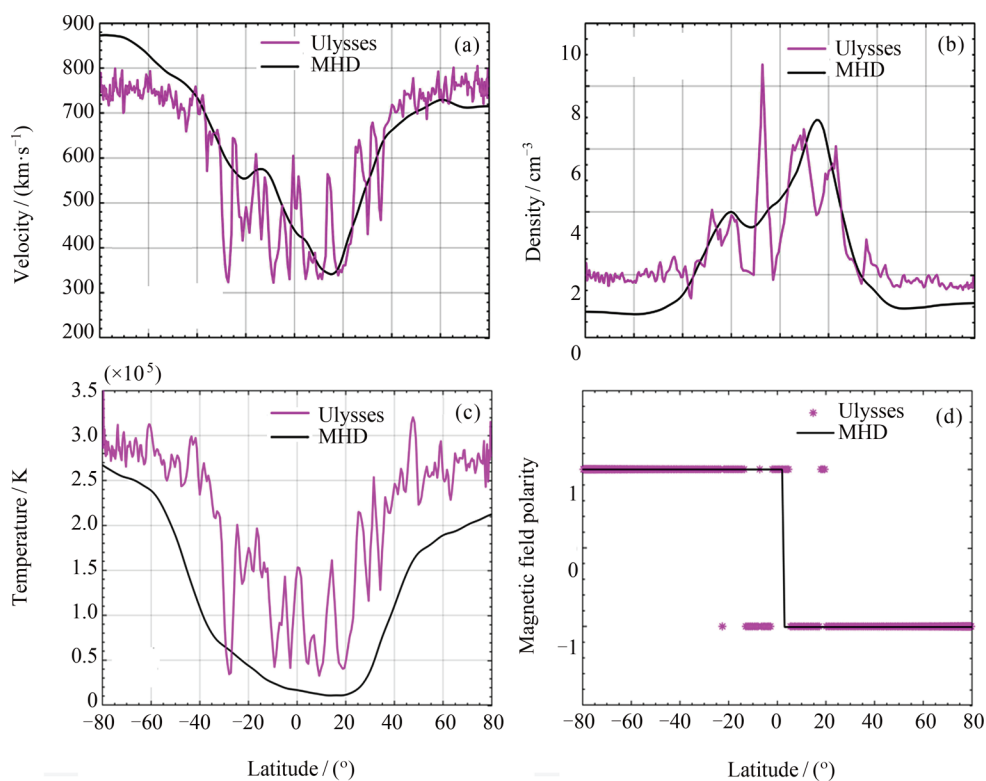


图 6 MHD 模拟结果与 Ulysses 观测数据的对比

Fig. 6 Comparison of our modeling results with the Ulysses data

合较好. 未来还可以对本模型加以改进, 进一步提高计算效率, 使计算区域能够扩展到从近日冕出发直至地球轨道附近, 从而更有利于对 CME 扰动事件的模拟研究和预报.

致谢 近地太阳风观测数据来自 GSFC/SPDF OMNI Web (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>). Ulysses 数据 (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/coho/form/ulysses.html>) 来自 GSFC/SPDF COHWeb. SOHO/LASCO/C2 日冕仪的偏振亮度观测数据来自于 NRL (<http://lasco-www.nrl.navy.mil/content/retrieve/polarize/>). IPS 太阳风速度数据来自 Nagoya University (http://stsw1.stelab.nagoya-u.ac.jp/ips_data-e.html). 模型的数值计算使用了天河-1A 超级计算机.

参考文献

- [1] WANG C, GUO X C, PENG Z, *et al.* Magnetohydrodynamics (MHD) numerical simulations on the interaction of the solar wind with the magnetosphere: a review [J]. *Sci. China*, 2013, **56**(7): 1141-1157
- [2] FENG Xueshang, XIANG Changqing, ZHONG Dingkun. Numerical study of interplanetary solar storms [J]. *Sci. Sin. Terr.*, 2013, **43**(6): 912-933 (冯学尚, 向长青, 钟鼎坤. 行星际太阳风暴的数值模拟研究 [J]. *地球科学*, 2013, **43**(6): 912-933)
- [3] WANG Y, SHEN C, WANG S, *et al.* Deflection of coronal mass ejection in the interplanetary medium [J]. *Sol. Phys.*, 2004, **222**(2): 329-343
- [4] ZHAO X, DRYER M. Current status of CME/shock arrival time prediction [J]. *Space Weather*, 2014, **12**(7): 448-469
- [5] SHEN F, SHEN C, WANG Y, *et al.* Could the collision of CMEs in the heliosphere be super-elastic? Validation through three-dimensional simulations [J]. *Geophys. Res. Lett.*, 2013, **40**(8): 1457-1461
- [6] SHEN F, SHEN C, ZHANG J, *et al.* Evolution of the 12 July 2012 CME from the Sun to the Earth: data-constrained three-dimensional MHD simulations [J]. *J. Geophys. Res.: Space Phys.*, 2014, **119**(9): 7128-7141
- [7] SHEN F, YANG Z, ZHANG J, *et al.* Three-dimensional MHD simulation of solar wind using a new boundary treatment: comparison with in-situ data at Earth [J]. *Astrophys. J.*, 2018, **866**(1): 18
- [8] WEI W, SHEN F, YANG Z, *et al.* Modeling solar energetic particle transport in 3D background solar wind: influences of the compression regions [J]. *J. Atmosph. Sol.: Terr. Phys.*, 2019, **182**: 155-164
- [9] LEE C O, LUHMANN J G, ODSTRCIL D, *et al.* The solar wind at 1 AU during the declining phase of solar cycle 23: comparison of 3D numerical model results with observations [J]. *Sol. Phys.*, 2009, **254**(1): 155-183
- [10] TÓTH G, SOKOLOV I V, GOMBOSI T I, *et al.* Space weather modeling framework: a new tool for the space science community [J]. *J. Geophys. Res.: Space Phys.*, 2005, **110**(A12). DOI: [org/10.1029/2005JA011126](https://doi.org/10.1029/2005JA011126)
- [11] KISSMANN R, KLEIMANN J, KREBL B L, *et al.* The CRONOS code for astrophysical MHD [J]. *Astrophys. J. Suppl.*, 2018, **236**(2): 53
- [12] FENG X, WU S T, WEI F, *et al.* A class of TVD type combined numerical scheme for MHD equations with a survey about numerical methods in solar wind simulations [J]. *Space Sci. Rev.*, 2003, **107**(1/2): 43-53
- [13] SHEN F, FENG X, SONG W. An asynchronous and parallel time-marching method: application to three-dimensional MHD simulation of solar wind [J]. *Sci. China Ser. E: Technol. Sci.*, 2009, **52**(10): 2895-2902
- [14] OWENS M J, SPENCE H E, MCGREGOR S, *et al.* Metrics for solar wind prediction models: comparison of empirical, hybrid, and physics-based schemes with 8 years of L1 observations [J]. *Space Weather*, 2008, **6**(8). DOI: [10.1029/2007SW000380](https://doi.org/10.1029/2007SW000380)
- [15] ARGE C N, ODSTRCIL D, PIZZO V J, *et al.* Improved method for specifying solar wind speed near the sun [J]. *Am. Inst. Phys.*, 2003, **679**(1): 190-193
- [16] ARGE C N, PIZZO V J. Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field update [J]. *J. Geophys. Res.: Space Phys.*, 2000, **105**(A5): 10465-10479
- [17] WANG Y M, SHEELEY JR N. Solar wind speed and coronal flux-tube expansion [J]. *Astrophys. J.*, 1990, **355**: 726-732
- [18] ODSTRCIL D. Modeling 3-D solar wind structure [J]. *Adv. Space Res.*, 2003, **32**(4): 497-506
- [19] OWENS M, SPENCE H E, MCGREGOR S, *et al.* Metrics for solar wind prediction models: comparison of empirical, hybrid, and physics-based schemes with 8 years of L1 observations [J]. *Space Weather*, 2008, **6**(8). DOI: [org/10.1029/2007SW000380](https://doi.org/10.1029/2007SW000380)
- [20] PARKER E N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields [J]. *Astrophys. J.*, 1958, **128**(3): 664-676
- [21] EVERSON R W, DIKPATI M. An observationally constrained 3D potential-field source-surface model for the evolution of longitude-dependent coronal structures [J]. *Astrophys. J.*, 2017, **850**(2): 152
- [22] JONES S I, DAVILA J M, URITSKY V. Optimizing global coronal magnetic field models using image-based constraints [J]. *Astrophys. J.*, 2016, **820**(2). DOI: [10.1002/2013JA019464](https://doi.org/10.1002/2013JA019464)
- [23] YANG Zicai, SHEN Fang, YANG Yi, *et al.* Three-dimensional MHD simulation of interplanetary solar wind [J]. *Chin. J. Geophys.*, 2018, **61**(11): 4337-4347 (杨子才, 沈芳, 杨易, 等. 行星际背景太阳风的三维 MHD 数值模拟 [J]. *地球物理学报*, 2018, **61**(11): 4337-4347)

- [24] TÓTH G, ODSTRČIL D. Comparison of some flux corrected transport and total variation diminishing numerical schemes for hydrodynamic and magnetohydrodynamic problems [J]. *J. Comput. Phys.*, 1996, **128**(1): 82-100
- [25] FENG X, YANG L, XIANG C, *et al.* Three-dimensional solar wind modeling from the Sun to Earth by a SIP-CESE MHD model with a six-component grid [J]. *Astrophys. J.*, 2010, **723**(1): 300
- [26] REMPEL M, SCHUESSLER M, KNOELKER M. Radiative MHD simulation of sunspot structure [J]. *Astrophys. J.*, 2008, **691**(1): 812
- [27] COURANT R, FRIEDRICHS K, LEWY H. On the partial difference equations of mathematical physics [J]. *IBM J. Res. Dev.*, 1967, **11**(2): 215-234
- [28] ALTSCHULER M D, NEWKIRK JR G. Magnetic fields and the structure of the solar corona [J]. *Sol. Phys.*, 1969, **9**(1): 131-149
- [29] SCHATTEN K H, WILCOX J M, NESS N F. A model of interplanetary and coronal magnetic fields [J]. *Sol. Phys.*, 1969, **6**(3): 442-455
- [30] ARGE C N, ODSTRČIL D, PIZZO V J, *et al.* Improved method for specifying solar wind speed near the Sun [J]. *AIP Conf. Proc.*, 2003, **679**(1): 190-193
- [31] RILEY P, LINKER J, MIKIĆ Z, *et al.* A comparison between global solar magnetohydrodynamic and potential field source surface model results [J]. *Astrophys. J.*, 2006, **653**(2): 1510
- [32] YANG Y, SHEN F, YANG Z, *et al.* Prediction of solar wind speed at 1 AU using an artificial neural network [J]. *Space Weather*, 2018, **16**(9): 1227-1244
- [33] HULST VAN DE H. The electron density of the solar corona [J]. *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 1950, **11**: 135-150
- [34] BILLINGS D E. A Guide to the Solar Corona [M]. New York: Academic Press, 2013
- [35] WEI F S, FENG X S, CAI H C, *et al.* Global distribution of coronal mass outputs and its relation to solar magnetic field structures [J]. *J. Geophys. Res.: Space*, 2003, **108**(A6). DOI: org/10.1029/2002JA009439
- [36] SHEN F, FENG X, XIANG C. Improvement to the global distribution of coronal plasma and magnetic field on the source surface using expansion factor f_s and angular distance θ_b [J]. *J. Atmos. Sol.: Terr. Phys.*, 2012, **77**: 125-131
- [37] SHEN F, FENG X, XIANG C, *et al.* The statistical and numerical study of the global distribution of coronal plasma and magnetic field near $2.5 R_s$ over a 10-year period [J]. *J. Atmos. Sol.: Terr. Phys.*, 2010, **72**(13): 1008-1018
- [38] GARY G A. Plasma beta above a solar active region: rethinking the paradigm [J]. *Sol. Phys.*, 2001, **203**(1): 71-86
- [39] GOSLING J, PIZZO V. Formation and Evolution of Corotating Interaction Regions and Their Three Dimensional Structure [M]. Corotating Interaction Regions: Springer, 1999: 21-52