日冕物理的辐射磁流体数值模拟研究

夏莼*

云南大学物理与天文学院, 昆明 650050

*联系人, E-mail: chun.xia@ynu.edu.cn

收稿日期: 2018-03-19; 接受日期: 2018-05-11; 接受日期: 2018-07-09

中国科学院学部学科发展战略研究项目: 天体辐射磁流体力学学科发展战略研究项目资助

摘要 太阳的最外层大气日冕中发生着多种活动现象, 如耀斑、日冕物质抛射、日珥、冕雨等. 为了深入研究这些活动现象的非线性物理过程, 通过辐射磁流体数值模拟, 构建多维数值模型是主流的研究手段之一. 数值模拟日冕等离子体的宏观行为需要求解磁流体力学、辐射、热传导和加热等物理过程. 首先简要介绍了求解这些物理过程的主流数值算法. 求解磁流体力学方程组的数值格式由网格界面值的重构方法、黎曼问题近似解法、磁场散度控制方法和时间积分方法等部分组成. 之后, 综述了辐射磁流体数值模拟对太阳活动区磁环、耀斑、日珥和冕雨等日冕中的活动现象的研究进展.

关键词 日冕, 磁流体力学, 数值模拟

PACS: 96.60.-j, 96.25.St, 96.60.P-, 96.60.qe

1 引言

日冕是太阳大气最外层, 充满了上百万摄氏度的完全电离等离子体. 在太阳大气宁静区温度为1–2 MK, 活动区为2–6 MK, 冕洞区域略小于1 MK. 等离子体由磁场主导, 在低日冕特别是活动区黑子附近, 磁场很强, 能达到数百甚至上千高斯, 物理信号传播速度快, 变化时标短, 气压磁压比低, 给数值模拟带来很大的挑战. 日冕中等离子体在大尺度(远大于离子回旋半径和平均自由程)空间范围内可以用磁流体力学方程组来研究, 并且还需要考虑光学薄的辐射能量损失、热传导以及日冕加热等物理过程^[1]. 日冕数值模拟的主要研究对象包括活动区磁环^[2–6]、全球日冕与太阳风^[7–9]、

日冕物质抛射和日冕波^[10,11]、冕雨^[12–14]、日珥^[15–17].

2 数值方法

2.1 理想磁流体力学方程组的数值求解方法

磁流体力学(Magnetohydrodynamics, MHD)方程组的主流数值求解方法分为有限体积法和有限差分法两类. 有限体积法把连续空间离散为许多体元, 体元内物理量的值代表了物理量分布在该体元内的平均值, 体元内物理量的时间演化由流入流出该体元表面的物理量通量决定. 而有限差分法把连续空间离散为许多点, 每个点上的物理量仅代表该点位置处的情况, 通过用差分代替微分的办法把偏微分方程组写成差分形

引用格式: 夏莼. 日冕物理的辐射磁流体数值模拟研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 089501

Xia C. Radiative magnetohydrodynamics simulations on solar corona (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2018, 48: 089501, doi: [10.1360/SSPMA2018-00075](https://doi.org/10.1360/SSPMA2018-00075)

势求解. 有限体积法中最流行的数值格式是Godunov类格式. Godunov(1959)提出以黎曼激波管问题为基础的求解流体守恒型方程组的数值格式, 在相邻体元的边界面上求解激波管问题, 用得到的边界面上的物理量及其通量来改变体元内部的物理量. 他用的边界面激波管问题左右两侧的物理量状态就等于左右体元里的物理量的值, 只能达到空间一阶精度. 用斜率限制器, 高阶多项式, 如PPM方法^[18], 或WENO格式^[19]重构网格单元交界面左右状态再解黎曼问题从而得到二阶及以上精度的格式. 流体中的黎曼问题数值迭代精确求解计算效率低, 磁流体力学中黎曼问题的精确解法计算量太大, 况且Godunov方法是不需要全时空域内的黎曼问题精确解的, 而只需要网格交界面处黎曼问题解随时间的积分就可以了. 于是人们发明了一系列黎曼问题的近似解法, 例如线性化的黎曼问题解法Roe^[20,21]和非线性的黎曼问题近似解法HLL(E)^[22-24], HLLC^[25-27], HLLD^[28]等. 这些格式能够较准确地模拟激波以及其他磁流体波, 保持守恒性质, 同时运算量小, 计算速度快. Roe解法的问题是它本身有时会产生负数密度和负数气压的非物理的解. HLLC解法在一维问题中始终得到正值解, 多维问题的正定性是否存在取决于多维积分的方法, 但是由于HLLC解只有一个中间态, 忽略了阿尔芬波、慢磁声波和接触间断的作用, 导致它无法有效地模拟这些波. HLLD解法考虑了快磁声波、阿尔芬波和接触间断以及它们所分割的4个中间态, 能够比较精确解析阿尔芬波和接触间断, 满足一维正定性, 而且比Roe解法速度快很多, 是目前最佳的MHD黎曼问题解法. 以上这些格式都是一维黎曼问题的求解器, 求解多维问题时, 它们只能分别解析垂直于某一维的体元边界面处的波动, 而无法解析平行于体元边界面的波动, 导致使用这些一维黎曼求解器求解多维问题时保证数值稳定的柯朗数(Courant Number)较小, 时间步长较短. 此外, 当强激波沿网格的对角线传播时, 波面会受到网格的影响而发生非物理的形变. 为了解决上述问题, Balsara^[29]发明了基于4个相邻体元的交点(线)处的二维黎曼问题的HLL格式来求解多维磁流体问题, 后来他构建了三维中基于8个相邻体元交点处的三维黎曼问题的HLL格式^[30]. 在处理三维磁流体问题时, 使用相同时间步长, 三维黎曼HLL解器比传统一维黎曼HLL解器慢25%, 但实际上前者可以使用的稳定时间步长比后者大1倍, 计算到

相同时刻用时更少. Chang^[31]提出了名为时空守恒元和解元方法(CESE)来求解流体力学方程组, Zhang等人^[32]和Feng等人^[33]把这种方法推广并应用到解磁流体问题. Jiang等人^[34]改进了CESE, 将其推广到一般曲线坐标系并应用到自适应网格(AMR)中. CESE方法把守恒方程组看成是四维时空中物理量和它们的通量组成的矩阵的散度等于零. 跟空间坐标一样, 把时间作为体元坐标一个自变量, 在时空体元的边界面做通量积分. 这种方法可以达到时间空间的二阶精度, 不需要求解黎曼问题, 可以分辨锐利的激波等间断面, 并且不需要特殊处理磁场就能将其散度控制得非常小. CESE方法目前的精度还停留在二阶, 推广到更高阶精度的情况将需要占用大量的内存, 使得运算上受到硬件限制. 有限差分法把方程组中的偏微分用差分来近似替代, 求解得到的差分方程, 常见的有四阶中心差分 and 六阶中心差分(分别用到4个和6个位置处的变量值)格式. 有限差分格式简单计算量小, 但必须加入人工耗散项才能达到数值稳定, 而有限体积法中数值耗散隐含在数值通量中. 在相同网格下有限差分法的最终数值耗散通常比较大. 此外, 有限体积法对激波等磁流体力学波的解析力更强.

多维磁流体数值模拟中, 保持数值磁场散度为零或接近于零十分重要. 如果处理不当, 磁场散度随时间积累, 会导致非物理的磁场扩散和伪洛伦兹力, 并最终引发数值不稳定. 保证磁场无散的方法主要有以下几种: (1) 投射法, 最先由Brackbill和Barnes^[35]提出, 它把磁场的数值解投射到散度为零的子空间, 得到修正后无散度的磁场. 但是这个过程中需要对计算区域中每个网格元求解一个泊松方程, 计算量很大, 速度较慢. (2) 八波方法^[36], 除了理想磁流体的7个波之外, 这个方法改写了方程组引入了磁场散度波, 在动量方程、能量方程和磁感应方程中加入与磁场散度有关的源项. 这种方法能让磁场散度跟随流体的运动而转移, 而不至于在原地积累, 但是其非守恒的性质某些情况下会导致激波的跳变和速度失真. 可以只在磁感应方程中加散度源项从而改进方法的守恒性. (3) 限制输运法(Constrained Transport)^[37], 它把磁感应方程用有限差分表达离散化到一种交错网格上, 磁场的3个分量分别定义在3个维度的体元面心上, 使得磁场散度保持在机器精度的零. 后来人们把这种方法融入了流行的Godunov类格式中^[38-40]. (4) 广义拉格朗日乘子方

法(Generalized Lagrange Multiplier, GLM)由Dedner发明^[41], 他在磁流体方程组中引入一个新的变量作为广义拉格朗日乘子, 增加一个以磁场散度为源项的演化方程, 并在磁感应方程中加入源项. 这种方法总的效果是使得磁场散度以一种散度波的形式各向传播, 其传播速度并且不依赖于流体的运动速度, 并且在传播的过程中磁场散度会耗散减小. (5) 扩散法^[42], 在磁感应方程中加入磁场散度的梯度项, 使得磁场散度随时间演化的方程中此项为扩散项, 并且选取适当系数让磁场散度以数值稳定所允许的最快速度在当地扩散开去, 快速减弱当地的散度. 比起广义拉格朗日乘子法, 这种方法消除磁场散度的速度更快和效果更好, 它可以结合八波方法使得散度随流体运动同时减弱. Tóth^[43]通过数值实验详细比较了前3类方法, 并且提出了一种基于中心差分的方法演化磁感应方程, 其中受限疏运法和中心差分法效果最好, 能达到机器精度, 但要求保证边界处数值散度严格为零的边界条件.

2.2 光学薄辐射的求解方法

在日冕中, 等离子体密度稀薄, 光子平均自由程远大于日冕的特征尺度, 从日冕等离子体辐射出的光子以及从光球色球发出的光子可以自由地逃离日冕而不与其他粒子发生作用, 也就是说日冕等离子体对辐射来说是光学薄的. 所以此时辐射项只和局地物理量有关, 不要求解辐射转移方程. 通常在能量方程等号右边加上光学薄辐射损失项, 其中 n_e 和 n_H 分别代表当地的电子和氢核的数密度, Λ 是只依赖温度的辐射损失系数, 它是在电离平衡假设以及等离子体化学元素丰度不变的假设下, 经过综合地计算太阳大气中各种元素在不同温度下的碰撞辐射而得到. 辐射损失系数的计算结果呈现为具有离散温度点的数据表格, 在每个温度点上有精确的辐射损失系数的计算值. 某温度下的辐射损失系数需要查表后再做插值得到. 考虑光学薄辐射的磁流体模拟都是采用算子分裂的方法分别做理想磁流体方程组的求解和只考虑辐射对内能改变的冷却方程的求解, 并假设在辐射的时间步长内密度不改变. Townsend^[44]研究了多种求解冷却方程的数值方法. 他发现显格式计算结果在时间步长接近冷却时标的时候会出现很大的误差, 因为显格式的辐射损失系数值是用老时刻的温度计算得到, 没有考虑到在该时间步长内的辐射强度的实际变化. 用显格式方法必

须采用多步数短时间步长的多次求解才能得到较为精确的解, 还需要付出大计算量为代价. 隐格式采用新时刻的温度来计算辐射损失系数, 需要用数值求根的迭代方法求解. 隐格式虽然对不同的时间步长数值稳定性好, 但是其计算结果会在某些时间步长附近发生跃变从而可能导致非物理的温度气压间断, 引发不该产生的流动和波. 为了避免上述格式的缺陷, Townsend^[44]发明了一种精确积分(Exact Integral)的格式来求解冷却方程. 他把微分方程转为积分方程, 利用了辐射损失系数可以表达为温度的幂函数或者分段幂函数的特性, 得到的解对任意的时间步长都是精确的. 精确积分格式的计算速度和二阶精度显格式的计算速度相当, 比最快的一阶精度显格式慢1倍, 比隐格式快数倍. Keppens等人^[45-47]用精确积分的方法编写了数值模拟程序Adaptive Mesh Refinement Versatile Advection Code (AMRVAC)的光学薄辐射冷却模块^[48], 并研究发现天体物理中的辐射冷却过程常需要较高的网格分辨率, 而自适应网格正好能满足计算量不变的情况下达到更高的分辨率. Xia等人^[49]在该程序中加入了Colgan^[50]计算的日冕辐射损失系数, 并模拟了辐射冷却驱动的热不稳定性导致日冕等离子体凝聚形成日珥的过程.

2.3 热传导的数值求解方法

日冕处于高温和完全电离的状态, 热传导过程十分重要. 模拟热传导过程需要在能量方程的等号右边加入热传导能流的散度项 $\nabla \cdot \mathbf{F}$. 在无磁场的流体中经典的Spitzer热传导能流^[51]各向同性表达为 $\mathbf{F} = \kappa \nabla T$, 其中热传导系数在日冕温度密度环境下为 $\kappa = aT^{2.5} \approx 5.3 \times 10^{-7} T^{2.5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$, 其中 T 是电子温度. 在日冕磁场环境中, 由于磁场对带电粒子运动的约束, 平行于磁场方向的热传导系数远远大于垂直磁场方向的热传导系数(约大12个量级), 在数值模拟中垂直磁场的热传导常小于数值扩散引起的温度变化, 因此可以忽略. 沿磁场方向的经典热传导能流为 $\mathbf{F}_{\text{class}} = aT^{2.5} \mathbf{b}(\mathbf{b} \cdot \nabla T)$, 其中, $\mathbf{b}$ 是代表磁场方向的单位矢量. 在MHD数值模拟中求解热传导过程通常采用算符分离的方法, 分步求解不包含热传导项的MHD方程组和仅由热传导改变能量分布的热传导方程. 热传导方程的空间离散方法, 传统的有中心差分格式、非对称格式和对称格式, 但是这些格式在垂直磁场方向温度梯度大的地方会导致

热能从低温区传导到高温区的非物理现象, Sharma和Hammett^[52]提出了限制通量的非对称和对称格式来防止非物理的热传导能流. Xia等人^[47]把限制通量的对称格式从二维拓展到了三维. 热传导方程的时间离散方法分为显格式和隐格式两类, 具体介绍如下.

采用显格式时, 由于热传导项是温度的扩散项(温度对坐标变量的二阶导数), 热传导时间步长受限于数值稳定条件和网格空间步长的平方成正比. 同时高温的日冕活动产生的高热传导能流使得热传导时标很短. 这两个因素导致在显格式高分辨率的日冕模拟中, 热传导时间步长 Δt_c 常远小于理想磁流体时间步长 Δt_f . 若以热传导时间步长作为全局时间步长会极大拖慢计算速度. 通常人们会在一个磁流体时间步长内多次求解热传导方程. 用简单的子循环多次求解热传导方程只能达到时间的一阶精度, 而且求解热传导方程的次数 $s \approx \Delta t_f / \Delta t_c$. Alexiades等人^[53]利用荣格库塔(Runge-Kutta)迭代方法发明了一种被称为超级步进(Super Time Stepping)的方法来加速抛物方程(比如热传导方程、带电阻项的磁感应方程)的显格式求解. Meyer等人^[54]提出了一种稳定性更好的超级步进的数值方法Runge-Kutta-Legendre (RKL). 这类方法减少了求解热传导方程的次数 $s \approx \sqrt{\Delta t_f / \Delta t_c}$, 节约了计算时间, 提高了时间精度. RKL2方法已经被应用到天体物理数值程序RIEMANN^[30,55], PENCIL和AMRVAC的热传导模块中.

采用隐格式求解热传导方程时, 可达到无条件数值稳定, 时间步长不受限制, 可以取磁流体时间步长. 隐格式用未知的新时刻的温度来计算热传导能流, 在用差分离散导数后, 多维网格中所有点上的热传导方程组成的线性方程组需要通过迭代方法求解. 迭代求解线性系统的主流方法有GMRES^[56]和BiCGSTAB^[57], 前者更加稳健高效, 而后者占用的计算内存要比前者小很多, 它们都很适合做并行化计算. Tóth等人^[58]提出了在自适应网格中用隐格式和显格式混合并行求解非线性方程组的方法. van der Holst等人^[59]指出在自适应网格分辨率变化的边界处, 细网格的鬼点温度值需要用三阶精度差值才能达到二阶精度的热传导解. 采用超级时间步的显格式和隐格式在比较计算效率和并行效率上还需要具体问题具体分析. 在极高分辨率和极高能量问题的数值模拟中, 隐格式通常更具优势, 但隐格式的编程难度要大大高于显格式, 特别是采用

自适应网格的时候.

经典热传导能流是在扩散假设下计算的, 当电子的平均自由程大于或近似于温度标高时, 扩散的假设不成立, 此时热传导出现饱和效应. Cowie和McKee^[60]得到饱和的热传导能流公式为 $\mathbf{F}_{\text{sat}} = \text{sign}(\mathbf{b} \cdot \nabla T) 5 \varphi \rho c_s^3 \mathbf{b}$, 其中 $\varphi=0.3$, ρ 是质量密度, c_s 是等温声速, $\text{sign}(x)$ 取 x 的正负符号. Craig和Davys^[61]通过耀斑环的数值模拟, 发现耀斑过程中热传导能流会出现饱和, 物质流动成为能量输运的主角. 当电子密度很低, 温度标高小于电子碰撞自由程时, 如在10个太阳半径之外的太阳风里, 需要考虑无碰撞的热传导能流 $\alpha n_e k T v$ ^[62], 其中常数 $\alpha \approx 1$, n_e 是电子数密度, k 是Boltzman常数, v 是流体运动速度.

2.4 日冕加热的数值模拟

日冕加热的机制目前还没有定论, 是太阳物理的研究热点, 主要有波的耗散加热^[63]和电流片耗散磁场重联加热^[64]两类模型. 数值模拟日冕加热效应的方法可分为3类. 第一类方法, 经验标度律局地加热, 用空间位置、磁场强度、等离子体密度、磁环长度等局地物理量的标度律函数来模拟加热效应. 这些标度律是由观测经验或理论估计得到的. 比如采用随高度 h 指数衰减的加热项 $C_0 e^{-h/\lambda}$ 或者 $C_0 e^{-h^2/\lambda^2}$ ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}$)^[7,15,17,65], $c_1 B^{2.5} \rho^{-0.5}$ ^[2], $c_2 B^{7/4} \rho^{1/8} L^{-3/4}$ ^[3,66], 其中 c_1 , c_2 和 C_0 是经验常数(通过把结果和观测的软X射线流量对比得到), ρ 是密度, B 是磁场强度, L 是磁环的长度. 虽然日冕加热的物理过程还不清楚, 但是可以先假设一些经验的函数来模拟加热的效果, 得到的结果再和观测数据比较, 进而反复修正加热函数直到和观测结果比较一致. 第二类方法, 电流的电阻耗散加热, 采用这类方法的模型需要在底边界加仿米粒组织的水平速度场持续扰动磁场, 注入电磁能, 产生电流. 然后电流通过电阻焦耳耗散把电磁能转化为热能加热日冕^[4-6]. 第三类方法, 阿尔芬波湍动耗散加热^[8,67,68], 阿尔芬波会由于阿尔芬速度梯度被部分反射, 造成阿尔芬波相向传播, 从而产生非线性湍动和能量级联耗散. 这个方法假设从光球层注入的坡印廷能量流和光球磁场强度成正比, 并需要额外求解阿尔芬波能量密度随时间的演化方程, 其中需要考虑阿尔芬波反射模型和相向阿尔芬波的湍动能量耗散, 以及耗散的能量对电子和离子的分别加热.

这种方法能够自洽地模拟出闭合磁场和开放磁场中的加热以及太阳风的加速, 是未来的发展方向.

3 日冕活动现象的辐射磁流体数值模拟研究前沿

3.1 耀斑及太阳活动区

耀斑是太阳活动区内由磁重联过程产生的剧烈的能量释放过程, 产生高温等离子体、高能辐射、高能非热粒子, 常伴随日冕物质抛射. 引发耀斑产生的关键过程包括从太阳内部新浮现出来的磁场、磁通量绳失稳上升拉伸下方磁场形成电流片和电流片的快速耗散形成磁重联^[69]. 研究耀斑磁重联的数值模拟工作目前已经有三维电阻磁流体模拟. Huang和Bhattacharjee^[70]模拟了有导向磁场的三维电流片磁重联过程, 他们发现三维等离子粒团有倾斜角度的形成并相互作用, 自发形成湍流. 湍流团块沿着磁力线分布, 并显著增加了重联耗散区和重联出流区的厚度, 有望解释观测到的CME爆发后拉出的电流片厚度要远大于经典磁重联理论的电流片厚度的这一困惑. Guo等人^[71]通过模拟三维Harris双层电流片, 发现重联出流的磁环加速撞入早先形成的磁环产生磁瑞利泰勒不稳定性的过程, 一定程度上解释了耀斑环上区回流现象(Supra-Arcade Downflows)^[72], 他们的模拟中磁环磁场强度约为14 Gs, 气压磁压比为0.5, 和活动区耀斑百高斯的磁场还有差距, 模拟中的回流速度为50 km/s, 与观测典型值150 km/s有不小差距. 除了电流片尺度的三维模拟以外, 覆盖整个太阳活动区的三维模拟也有很多的进展. Jiang等人^[73]开展了数据驱动的三维MHD模拟, 研究了一个活动区磁场能量积累到磁场抛射爆发的全过程, 他们发现触发抛射的原因是由于被扭曲增强向上抬升的核心磁拱及其与外部环境磁场重联之间的正反馈作用. 他们的模拟采用了随时间演化的观测光球矢量磁场作为磁场底边界, 并在底边界采用固定的气压和密度分布, 通过特征值投影方法得到的底边界速度矢量场. 他们的工作为基于观测数据的实例数值模拟提供了开创性的新思路. 以上提到的太阳活动区模拟只研究了理想或者电阻MHD过程, 并没有考虑辐射、热传导和日冕加热等重要能量得失过程. Mok等人^[2,3,74], Lionello等人^[66]考虑了上述能量过程, 对活动区做了一些列的三维数值模拟. 他们用活动区光球磁

图作势场外推得到三维磁场, 在能量方程中加入了光学薄辐射、热传导和日冕加热项, 其中加热项采用的是2.4节提到的第一类方法, 其幂律函数形式源于模拟Parker磁力线缠结(Flux-Braiding)模型中的磁能湍流耗散. 他们用前向模拟(Forward Modeling)的技术, 把数值模拟的结果沿观测方向的积分, 得到多个极紫外波段和软X射线波段的综合图像, 并和SOHO/EIT, Yohkoh/SXT等卫星观测的结果进行定量对比(如图1所示), 得到的辐射亮度在核心闭环区和部分扇形区和观测值一致. 但是由于磁场模型采用了势场, 偏离了实际的磁场结构, 导致部分非势场结构无法在模拟中再现. 他们还发现某些磁环会经历热不平衡过程, 温度和密度分布随时间改变, 呈现出宽度均匀的细环结构, 其存在时间和观测的冕环存在时标一致. 在定量的比较时, 模拟结果中高冕环的EUV辐射量与观测相当, 但是低日冕部分的EUV辐射强于观测值. Bingert和Peter^[5,75]用三维辐射MHD模拟研究了一个活动区在光球层米粒运动的驱动下, 磁力线缠结交错引起的电流通过有限电阻耗散加热日冕的过程. 他们发现加热发生在大致沿着磁场分布的随时间动态演化的电流结构中, 单位粒子数加热功率最强的地方是从色球到日冕的过渡区. 加热事件在时间和空间上呈现出幂律谱分布, 可以被认为是一种自组织临界现象, 其谱指数和观测到的小耀斑、微耀斑的幂律谱的谱指数很相似. Chen等人^[6,76]利用磁流管浮现太阳黑子形成的三维辐射磁流体模拟结果中的光球层数据做为三维日冕模拟的底边界驱动条件, 模拟了活动区日冕环形成并演化的过程, 他们发现在磁环连续浮现抬升过程中, 磁环相继经过电流焦耳耗散加热较强的区域而产生看似不动的足点在加热区域的极紫外冕环, 这一发现扩展了人们对极紫外冕环和磁环位置关系的认知.

3.2 日珥和冕雨

日珥和冕雨都是由低温度高密度的部分电离等离子体构成, 它们的温度和密度与周围日冕相差2个数量级. 日珥通常在光球磁场中性线上方呈带状分布, 承载于大尺度螺旋磁绳的下半部分. 冕雨是在活动区日冕磁环中冷凝形成并沿磁场快速下落的块状或丝状的等离子体团. 观测表明日珥和冕雨的等离子体都是百万摄氏度高温日冕等离子体聚集并快速冷却而产生的^[77,78], 只是它们所在的磁场环境不同而呈现出不同

图 1 (网络版彩图)定量比较活动区三维数值模拟结果的观测图像和实际观测图像^[3]. 第一排是实际观测图像, 第二排是基于模拟的密度温度数据用日冕元素丰度计算的辐射, 第三排是基于同样的模拟数据并用光球元素丰度计算的辐射. 不同颜色的图像分别是EIT的3个极紫外线观测和SXT软X射线观测

Figure 1 (Color online) Quantitative comparison between simulated images as results of three-dimensional (3D) numerical simulations and actual observed images [3]. The first row shows actual observations, the second row presents simulated images based on temperature and density data from numerical simulations using coronal abundance, and the third row presents simulated images based on the same data as the second row but using photospheric abundance. Four columns show three EUV channel images from EIT and the soft X-ray emission from SXT in different colors.

的形态和运动学特征. 日珥和冕雨等离子体局地形成的机制是辐射导致的热不稳定过程, 也就是当日冕等离子体聚集使得光学薄辐射增强, 其带走的能量速率超过日冕加热和热传导带来的能量补充速率时, 局地温度就会降低. 由于辐射损失系数在日冕温度区间是和温度成负的指数关系, 温度降低会进一步增强辐射, 形成正反馈的灾变性降温. 在数十分钟内温度骤降2个量级, 降到色球温度光学薄辐射消失为止, 形成的低气压区吸引周围的等离子体. 低气压所引发的高速入流在低压区中心位置碰撞, 从而产生低温度高密度的日珥和冕雨等离子体. 高速入流的碰撞会产生一对反弹激波, 从碰撞点出发沿着磁力线向两边传播. 在一根形状固定的磁力线上的一维流体数值模拟结果发现, 驱动日冕发生热不稳定过程的可行模式是在磁力线连

接到色球的两个足点附近同时加热, 把色球物质“蒸发”到日冕中, 使得日冕等离子体密度增加, 从而最终触发热不稳定性, 导致高温物质“冷凝”形成低温度高密度的日珥物质^[49,65]. 这一类模型被称为“蒸发”-“冷凝”模型.

随后的磁流体数值模拟证实了“蒸发”-“冷凝”机制可以在二维磁拱环境中形成日珥和冕雨^[12,13,15,79]. 当日珥物质形成于磁拱顶部的水平磁场上或者形成雨磁场凹陷结构的重力势井中时, 日珥在竖直向下的重力作用下, 会缓慢下落并显著压弯支撑它的磁力线^[15,79]. 这一结果否定了在一维日珥模型中磁力线形状不受日珥影响的假设. Fang等人^[12,13]在二维双极磁拱中模拟了冕雨物质在拱顶附近形成, 然后在重力和气压力作用下拉伸撕裂成V字形“雨滴”沿磁场落入磁拱左右两

足色球层(如图2所示), 并且“雨滴”沿磁场的长度、垂直磁场的横向宽度、速度、质量等参数的分布和观测结果一致. 冕雨在下落过程中引发了“雨滴”两侧沿磁场反向平行的日冕物质流动, 这些剪切流相对速度约为80 km/s. 在持续稳定的足部加热下, 冕雨事件准周期性地发生, 在6 h内发生了2次, 每次持续约100 min, 期间间隔50 min. 在二维模型的经验指导下, Xia等人^[14]成功构建了冕雨的三维模型. 他们从模仿一对太阳黑子产生的日冕三维偶极磁场出发, 在磁环的两个

色球足点区域同时集中地加热, 色球物质被加热蒸发到磁环顶部聚集, 增强的辐射触发热不稳定性, 导致物质冷却凝聚在磁环顶部形成三维冕雨大团块. 较重的冕雨团块在弱磁场中向下运动, 在顶部压缩磁环, 发生瑞利泰勒不稳定性, 进而被撕裂成较小的“雨滴”. 这些小“雨滴”下落到较低的强磁场区域后, 受到磁场的约束, 沿着磁环滑落回色球层(如图3所示). 由于冕雨周围复杂的热动力学环境, 冕雨“雨滴”在下落过程中被拉长并产生密度的不均匀以及环内外两侧的不同

图2 (网络版彩图)冕雨二维数值模型的演化过程中3个时刻的图像^[12]. 左列为密度图, 右列为温度图. 温度图中的实线为磁力线. (a) 用等值线表示了局部加热的分布, 用箭头代表了速度分布. (d) 是(c)中黑方框区域的放大图, 放大了冕雨“雨滴”前端的温度密度结构

Figure 2 (Color online) Three snapshots of coronal rain evolution on a two-dimensional numerical simulation^[12]. The left panels are density maps and the right panels are mainly temperature maps. The solid lines in the temperature maps are magnetic field lines. (a) The contour lines present the distribution of localized heating, and the arrows show local velocity vectors. (d) is the zoomed in view of the black-box region in (c), which shows the detailed temperature and density structures near the head of coronal rain drops.

图 3 (网络版彩图)冕雨三维数值模型的时间序列图像^[14]. 底面黑白图显示了垂直太阳表面的磁场分布. 不同高度的环形磁力线代表了三维磁场结构. 红色的密度等值面代表了冕雨等离子体团

Figure 3 (Color online) Time series of snapshots on coronal rain evolution of a 3D numerical model [14]. Black and white bottom planes present magnetogram on solar surface. Loops of magnetic field lines at different heights indicate the 3D magnetic structure. Red density isosurfaces are plotted to show coronal rain blobs.

运动速度.

宁静日珥常常呈现出竖直条纹结构, 并且有高密度的日珥等离子体沿着竖直条纹下落, 条纹结构的间隙有向上运动的日冕等离子体泡^[80]. 观测显示日珥里的磁场方向是水平的, 下落的日珥物质看似穿越磁力线运动. 日珥物质是部分电离的等离子体, 导电率极高. 磁力线“冻结”在电离流体上, 随着电离物质一起运动. 中性物质虽然不受磁场影响, 但是由于电离物质和中性物质的碰撞充分, 使得中性物质偏离电离物质的速率很小, 中性物质会跟随着电离物质一起运动, 这一点已经被Terradas等人^[81]通过二维多流体数值模拟证实. 他们考虑了日珥中离子和中性氢原子之间的碰撞带来的黏滞效应以及电荷交换碰撞作用, 在二维磁场凹陷结构所形成的重力势井中放入日珥的部分电离物质, 进行了多流体的磁流体数值模拟. 他们得到的模拟结果显示中性的和电离的日珥物质都能稳定存在于磁凹陷中, 在日珥等离子体的典型参数下, 电离流体

和中性流体非常强地耦合在一起, 运动行为和单流体的日珥模型十分相似. 因此, 可以说日珥物质整体上不能横向穿越磁力线运动. 水平磁场中日珥的竖直条纹和向下的日珥物质流动现象还没有得到很好的解释. 采用三维理想磁流体模拟, 通过构建包含日珥和周围日冕片段的局部数值模型, 人们发现当较重的大块日珥物质压在较轻的日冕物质之上时, 会发生磁瑞利泰勒不稳定性, 同时产生向下流动的高密度竖直条纹和向上运动的低密度等离子体泡^[82-84], 如图4所示, 这一现象和观测结果十分相似. 然而, 日珥局部模型的边界条件很大程度上会影响模拟结果, 简单的水平磁场也无法完全代表复杂的日珥磁场结构, 这些结果有待于使用全局的模型和更真实的磁场结构进行验证.

Xia等人^[16]模拟了在三维磁绳结构的日冕中, 高密度物质自发冷凝成日珥的过程. 三维磁绳的构造过程模仿从观测中得到的规律, 从磁拱结构出发, 引入日冕底部剪切和汇聚的流动, 使得不同剪切磁力线的足部

图 4 (网络版彩图)日珥局部的三维数值模型^[84]. (a) 模型初始状态: 温度等直面显示了日珥和过渡区, 前后两个竖直切片显示了太阳大气的密度和温度结构, 磁场结构由水平的磁力线表示. 沿着竖直实线和虚线上的温度、密度分布分别在(b), (c)中由实线和虚线画出. (d) 演化到429 s时的状态: 日珥物质表面的颜色表示了当地的等离子体 β (气压磁压比). (e), (g) 沿z轴积分得到的平均密度图以及其上叠加的平均磁力线(e)和平均速度场(g). (f) 沿x轴积分得到的平均温度图. (h) 沿x轴积分的示踪流体标签: 灰白色标示了日冕物质, 绿色标示了日珥物质, 紫色是色球物质

Figure 4 (Color online) A 3D numerical simulation on a segment of solar prominence ^[84]. (a) Initial conditions: isosurfaces of temperature outline prominence and chromosphere-corona transition region, two vertical slices show density and temperature structures of solar atmosphere, horizontal gray lines are magnetic field lines. The temperature and density profiles along the vertical solid/dashed lines on the slice are plotted in (b) and (c), respectively. (d) Status of the model at time 429 s: the surface of prominence material is colored by local plasma beta (ratio of gas pressure and magnetic pressure). (e), (g) Averaged density along z-axis with averaged magnetic field lines in (e) and averaged velocity arrows in (g). (f) Averaged temperature map along x-axis. (h) Averaged fluid tracer along x-axis: coronal plasma in grey, prominence plasma in green, and chromospheric plasma in purple.

在法向磁图中性线上碰撞发生磁场重联, 改变了磁力线的连接性, 产生螺旋的磁力线, 法向磁图中的正负极磁场在中性线处对消. 包裹在螺旋磁力线外的剪切磁拱不断重联变成螺旋磁力线, 最终形成日冕中的大尺度螺旋磁绳^[85]. 磁绳中汇集的密度较高的日冕等离子体在强辐射下逐步冷却自发形成日珥物质, 最终日珥在磁绳中达到静力平衡并稳定在. 日珥周围的冕穴也自发的形成, 在日珥和周围的冕穴虽然在极紫外图

像上有明显的边界, 但是贯穿它们的磁场结构并没有跳变, 说明仅仅是温度密度结构引起的. 有磁力线连接到日珥物质的冕穴区域比没有的辐射强、密度高. Xia和Keppens^[17]采用底部剪切汇聚流驱动的方法构造了一个较长的日冕磁绳, 并在磁绳足点色球区域加入较强的局部加热, 引起色球物质蒸发到日冕磁绳中. 磁绳中的热物质聚集到一定程度触发强辐射主导的热不稳定过程, 在磁绳的下半区域持续产生了日冕物质

的冷凝, 形成许多团块状的日珥等离子体, 如图5所示. 大部分日珥物质形成在磁力线凹陷区域, 在重力的作用下, 对抗着磁场的支撑力并拖拽着磁力线缓慢下落(速度约为6 km/s), 最终落回色球层. 少部分日珥物质在磁环的腿部形成, 随后沿磁力线快速滑落入色球层. 不同于以往的日珥形成模型那样日珥大块整体形成, 该模型的日珥团块碎片化地出现, 运动状态复杂, 没有表现出瑞利泰勒不稳定性的特征. 在局部加热的持续作用下, “蒸发”-“冷凝”过程不断在磁绳中形成日珥团块, 而日珥物质的持续落入色球层离开日冕层, 最终日冕层的日珥物质总量达到一个稳定的状态, 等离子

体在色球、日冕、日珥3种状态间循环转换. 他们还发现日珥团块从中心向两侧普遍存在逐渐增加、方向相反的运动速度, 这种剪切运动的相对速度可达115 km/s. 剪切运动的特征连续过渡到周围的高温物质, 增长到相对速度约200 km/s. 他们还通过合成图像技术, 模仿观测仪器观测模拟数据得到的极紫外波段图像, 并和典型的日珥观测图像进行对比. 模拟结果得到了日珥周围较暗的椭圆形冕穴结构和动态的日珥竖向丝状结构等日珥实际观测特征. 模型日珥的高度在 2×10^4 km, 属于高度较低の日珥(观测值为 1.5×10^4 – 10×10^4 km), 模型日珥的厚度(垂直日珥长轴的水平

图 5 (网络版彩图)三维日珥形成数值模型^[17]. (a) 由氢的密度等直面(黄色为 4×10^9 cm⁻³, 红色为 10^{10} cm⁻³, 颜色代表温度的磁力线和显示 z 方向磁场的底平面构成的全局图像. 其中紫色的磁力线代表了磁绳的轴线). (b) 为(a)中白框区域的放大图. (c) 为(b)中横穿日珥丝状结构的白色线段上的温度、密度以及3个方向上的速度分布

Figure 5 (Color online) A 3D numerical model on prominence formation [17]. (a) A global view of the prominence with the yellow translucent density contours at 4×10^9 cm⁻³, the red density contours at 10^{10} cm⁻³, magnetic field lines (colored by temperature) threading through the prominence, a purple magnetic field line representing the axis of the flux rope, and the bottom plane colored by B_z . (b) Close-up view of the region in the white rectangular box in (a) with a white straight line cutting through a thread and the number density (pink curve), temperature (black curve), and velocities (blue curve V_x , green curve V_y , red curve V_z) along the cutting line displayed in (c).

长度)约为 3×10^4 km, 大于观测得到的典型值(0.5×10^4 – 1.5×10^4 km).

4 讨论和结论

首先简要介绍了MHD数值模拟方法, 以及日冕中热传导、光学薄的辐射和日冕加热过程的数值求解方法. 目前主流的MHD求解方法可以概括为: 采用有限体积思想把物理量在空间的连续分布近似成为由网格单元中的平均物理量所组成的离散分布, 再用高精度非线性重构方法得到单元边界面处的物理量, 然后用HLLD方法求解黎曼问题得到边界面上的时间平均的物理量通量, 从而更新体元内的物理量, 最后结合多步荣格库塔时间积分方法实现高时间精度的求解. 磁场散度控制的最佳的方法是限制输运法, 因为需要使用交错网格, 编程复杂一些. 热传导求解用显格式超级步进的RKL2方法或者隐格式迭代求解线性方程组. 光学薄辐射的加入推荐使用精确积分方法.

在耀斑磁场重联以及太阳活动区的研究中, 三维数值模拟越来越普及. 三维磁场重联的数值模拟还没有考虑到辐射和热传导的作用. 活动区的三维模拟分为两类: 一类是利用光球磁图序列数据, 驱动日冕磁场随时间演化并发生耀斑的磁流体数值模拟, 这类模型忽略了辐射、加热和热传导这些日冕热动力学过程而只关注磁场能量的累积和释放; 另一类是在单张磁图构建的日冕势场结构下考虑日冕热动力学过程的辐射磁流体数值模拟, 这类模型忽略了光球和日冕磁场的演化, 而只关注活动区冕环的等离子体结构以及热动力学过程. 耀斑及活动区模拟未来的研究方向是要把这两类模型结合起来, 研究磁场演化、磁能释放及其导致的等离子体热力学响应, 得到可以和观测结果直接对比的活动过程.

日珥和冕雨的数值模拟研究已经从一维模型发展到了三维模型, 日珥和冕雨等离子体的冷凝形成过程是由日冕辐射特性以及日冕等离子体因扰动而聚集所

导致的. 日珥团块形成之后由于较高的密度而下落, 压弯较弱水平磁场, 改变局地磁场构形. 从平衡态出发的日珥局部模型在扰动下发生瑞利泰勒不稳定性, 部分解释了宁静日珥中观测到的明亮竖直条纹结构及其间隙中上浮的暗泡. 三维日珥和冕穴系统的数值模型证实了大尺度磁绳环境中蒸发冷凝导致日珥物质形成的物理机制, 成功再现了日珥内部的小尺度动态结构, 解释了日珥和冕穴系统的观测特征, 发现了太阳大气中色球、日冕和日珥之间的动态物质循环. 然而, 该三维全局日珥模型并没有发现典型的瑞利泰勒不稳定性, 模型中日珥小尺度结构之间的间隙以及整体厚度都比观测值要大很多. 可能的原因是模型磁场的结构与真实情况可能有一定的差距, 模型磁绳缠绕密度较低, 磁凹陷的区域的磁力线曲率较小, 动态形成的日珥团块可以在很大的范围内活动. 未来的研究可以从观测得到的光球磁场出发, 演化得到更接近真实的日珥磁绳模型. 二维冕雨数值模型重现了冕雨团块集体观测特征, 揭示了小团块因蒸发而消失、个别团块在磁环中上升等特殊现象. 冕雨的三维数值模拟发现, 在三维偶极磁场中蒸发冷凝形成的冕雨等离子体团, 在磁环顶部因发生瑞利泰勒不稳定性而碎裂成小团块, 落入强磁场区后沿着磁环落回色球层, 解释了冕雨密度的不均性, 发现了冕雨等离子体团的速度剪切. 日珥和冕雨的模型均发现高密等离子体团冷凝形成时都处于反向剪切流的中心, 这本质上是一种多维现象, 是由相邻磁力线上发生物质冷凝的过程不同步不对称, 以及不同位置处沿磁力线重力不同等原因引起的. 目前, 日珥和冕雨形成模型还是基于完全电离等离子体假设, 而真实的部分电离日珥和冕雨等离子体处于更高的密度和更低的温度. 未来日珥和冕雨的模型可以从如下几个方面进行改进: 通过广义欧姆定律考虑部分电离效应, 加入光学厚的辐射转移过程, 甚至采用耦合电离流体和中性流体多流体磁流体力学, 对比观测冕环和模拟冕环限制加热函数的形式.

参考文献

- 1 Yuan F, Chen P F, Li B. Research progress and future prospect of radiative magnetohydrodynamics numerical simulations in astrophysics and space physics (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2018, 63: 371–384 [袁峰, 陈鹏飞, 李波. 天体物理和空间物理中辐射磁流体力学数值模拟研究现状与展望. *科学通报*, 2018, 63: 371–384]
- 2 Mok Y, Mikić Z, Lionello R, et al. The formation of coronal loops by thermal instability in three dimensions. *Astrophys J*, 2008, 679: L161–L165

- 3 Mok Y, Mikić Z, Lionello R, et al. A three-dimensional model of active region 7986: Comparison of simulations with observations. *Astrophys J*, 2016, 817: 15
- 4 Gudiksen B V, Nordlund A. An *ab initio* approach to solar coronal loops. *Astrophys J*, 2005, 618: 1031–1038
- 5 Bingert S, Peter H. Intermittent heating in the solar corona employing a 3D MHD model. *Astron Astrophys*, 2011, 530: A112, arXiv: [1103.6042](#)
- 6 Chen F, Peter H, Bingert S, et al. A model for the formation of the active region corona driven by magnetic flux emergence. *Astron Astrophys*, 2014, 564: A12, arXiv: [1402.5343](#)
- 7 Downs C, Roussev I I, van der Holst B, et al. Toward a realistic thermodynamic magnetohydrodynamic model of the global solar corona. *Astrophys J*, 2010, 712: 1219–1231, arXiv: [0912.2647](#)
- 8 van der Holst B, Sokolov I V, Meng X, et al. Alfvén wave solar model (AWSOM): Coronal heating. *Astrophys J*, 2014, 782: 81, arXiv: [1311.4093](#)
- 9 Li B. Influence of flow tube geometry on turbulence-driven solar winds (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2018, 48: 059601 [李波. 湍流驱动的太阳风模型中的流管曲率效应. 中国科学: 物理学力学天文学, 2018, 48: 059601]
- 10 Downs C, Roussev I I, van der Holst B, et al. Understanding *SDO/AIA* observations of the 2010 June 13 EUV wave event: Direct insight from a global thermodynamic MHD simulation. *Astrophys J*, 2012, 750: 134
- 11 Jin M, Schrijver C J, Cheung M C M, et al. A numerical study of long-range magnetic impacts during coronal mass ejections. *Astrophys J*, 2016, 820: 16, arXiv: [1603.04900](#)
- 12 Fang X, Xia C, Keppens R. Multidimensional modeling of coronal rain dynamics. *Astrophys J*, 2013, 771: L29, arXiv: [1306.4759](#)
- 13 Fang X, Xia C, Keppens R, et al. Coronal rain in magnetic arcades: Rebound shocks, limit cycles, and shear flows. *Astrophys J*, 2015, 807: 142, arXiv: [1507.00882](#)
- 14 Xia C, Keppens R, Fang X. Coronal rain in magnetic bipolar weak fields. *Astron Astrophys*, 2017, 603: A42, arXiv: [1706.01804](#)
- 15 Xia C, Chen P F, Keppens R. Simulations of prominence formation in the magnetized solar corona by chromospheric heating. *Astrophys J*, 2012, 748: L26, arXiv: [1202.6185](#)
- 16 Xia C, Keppens R, Antolin P, et al. Simulating the *in situ* condensation process of solar prominences. *Astrophys J*, 2014, 792: L38, arXiv: [1408.4249](#)
- 17 Xia C, Keppens R. Formation and plasma circulation of solar prominences. *Astrophys J*, 2016, 823: 22, arXiv: [1603.05397](#)
- 18 Colella P, Woodward P R. The Piecewise Parabolic Method (PPM) for gas-dynamical simulations. *J Comput Phys*, 1984, 54: 174–201
- 19 Jiang G S, Shu C W. Efficient implementation of weighted ENO schemes. *J Comput Phys*, 1996, 126: 202–228
- 20 Roe P L. Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes. *J Comput Phys*, 1981, 43: 357–372
- 21 Balsara D S. Linearized formulation of the Riemann problem for adiabatic and isothermal magnetohydrodynamics. *Astrophys J Suppl S*, 1998, 116: 119–131
- 22 Harten A. High resolution schemes for hyperbolic conservation laws. *J Comput Phys*, 1983, 49: 357–393
- 23 Davis S F. Simplified second-order Godunov-type methods. *SIAM J Sci Stat Comput*, 1988, 9: 445–473
- 24 Einfeldt B, Roe P L, Munz C D, et al. On Godunov-type methods near low densities. *J Comput Phys*, 1991, 92: 273–295
- 25 Toro E F, Spruce M, Speares W. Restoration of the contact surface in the HLL-Riemann solver. *Shock Waves*, 1994, 4: 25–34
- 26 Batten P, Clarke N, Lambert C, et al. On the choice of wavespeeds for the HLLC Riemann solver. *SIAM J Sci Comput*, 1997, 18: 1553–1570
- 27 Gurski K F. An HLLC-Type approximate Riemann solver for ideal magnetohydrodynamics. *SIAM J Sci Comput*, 2004, 25: 2165–2187
- 28 Miyoshi T, Kusano K. A multi-state HLL approximate Riemann solver for ideal magnetohydrodynamics. *J Comput Phys*, 2005, 208: 315–344
- 29 Balsara D S. Multidimensional HLLE Riemann solver: Application to Euler and magnetohydrodynamic flows. *J Comput Phys*, 2010, 229: 1970–1993, arXiv: [0911.1613](#)
- 30 Balsara D S. Three dimensional HLL Riemann solver for conservation laws on structured meshes; Application to Euler and magnetohydrodynamic flows. *J Comput Phys*, 2015, 295: 1–23
- 31 Chang S C. The method of space-time conservation element and solution element—A new approach for solving the Navier-Stokes and Euler equations. *J Comput Phys*, 1995, 119: 295–324
- 32 Zhang M, John Yu S T, Henry Lin S C, et al. Solving the MHD equations by the space-time conservation element and solution element method. *J Comput Phys*, 2006, 214: 599–617
- 33 Feng X, Hu Y, Wei F. Modeling the resistive MHD by the CESE method. *Sol Phys*, 2006, 235: 235–257

- 34 Jiang C, Feng X, Zhang J, et al. AMR simulations of magnetohydrodynamic problems by the CESE method in curvilinear coordinates. *Sol Phys*, 2010, 267: 463–491
- 35 Brackbill J U, Barnes D C. The Effect of Nonzero $\nabla \cdot B$ on the numerical solution of the magnetohydrodynamic equations. *J Comput Phys*, 1980, 35: 426–430
- 36 Powell K G, Roe P L, Linde T J, et al. A solution-adaptive upwind scheme for ideal magnetohydrodynamics. *J Comput Phys*, 1999, 154: 284–309
- 37 Evans C R, Hawley J F. Simulation of magnetohydrodynamic flows—A constrained transport method. *Astrophys J*, 1988, 332: 659–677
- 38 Dai W, Woodward P R. A Simple finite difference scheme for multidimensional magnetohydrodynamical equations. *J Comput Phys*, 1998, 142: 331–369
- 39 Balsara D S, Spicer D. Maintaining pressure positivity in magnetohydrodynamic simulations. *J Comput Phys*, 1999, 148: 133–148
- 40 Gardiner T A, Stone J M. An unsplit Godunov method for ideal MHD via constrained transport. *J Comput Phys*, 2005, 205: 509–539
- 41 Dedner A, Kemm F, Kröner D, et al. Hyperbolic divergence cleaning for the MHD equations. *J Comput Phys*, 2002, 175: 645–673
- 42 van der Holst B, Keppens R. Hybrid block-AMR in cartesian and curvilinear coordinates: MHD applications. *J Comput Phys*, 2007, 226: 925–946
- 43 Tóth G. The $\nabla \cdot B = 0$ constraint in shock-capturing magnetohydrodynamics codes. *J Comput Phys*, 2000, 161: 605–652
- 44 Townsend R H D. An exact integration scheme for radiative cooling in hydrodynamical simulations. *Astrophys J Suppl Ser*, 2009, 181: 391–397, arXiv: [0901.3146](#)
- 45 Keppens R, Meliani Z, van Marle A J, et al. Parallel, grid-adaptive approaches for relativistic hydro and magnetohydrodynamics. *J Comput Phys*, 2012, 231: 718–744
- 46 Porth O, Xia C, Hendrix T, et al. MPI-AMRVAC for solar and astrophysics. *Astrophys J Suppl Ser*, 2014, 214: 4, arXiv: [1407.2052](#)
- 47 Xia C, Teunissen J, Mellah I E, et al. MPI-AMRVAC 2.0 for solar and astrophysical applications. *Astrophys J Suppl Ser*, 2018, 234: 30, arXiv: [1710.06140](#)
- 48 van Marle A J, Keppens R. Radiative cooling in numerical astrophysics: The need for adaptive mesh refinement. *Comput Fluids*, 2011, 42: 44–53, arXiv: [1011.2610](#)
- 49 Xia C, Chen P F, Keppens R, et al. Formation of solar filaments by steady and nonsteady chromospheric heating. *Astrophys J*, 2011, 737: 27, arXiv: [1106.0094](#)
- 50 Colgan J, Abdallah Jr. J, Sherrill M E, et al. Radiative losses of solar coronal plasmas. *Astrophys J*, 2008, 689: 585–592
- 51 Spitzer L, Härm R. Transport phenomena in a completely ionized gas. *Phys Rev*, 1953, 89: 977–981
- 52 Sharma P, Hammett G W. Preserving monotonicity in anisotropic diffusion. *J Comput Phys*, 2007, 227: 123–142, arXiv: [0707.2616](#)
- 53 Alexiades V, Amiez G, Gremaud P A. Super-time-stepping acceleration of explicit schemes for parabolic problems. *Commun Numer Meth Engng*, 1996, 12: 31–42
- 54 Meyer C D, Balsara D S, Aslam T D. A second-order accurate Super Time Stepping formulation for anisotropic thermal conduction. *Mon Not R Astron Soc*, 2012, 422: 2102–2115
- 55 Balsara D S. Multidimensional Riemann problem with self-similar internal structure. Part I—Application to hyperbolic conservation laws on structured meshes. *J Comput Phys*, 2014, 277: 163–200
- 56 Saad Y, Schultz M H. GMRES: A generalized minimal residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems. *SIAM J Sci Stat Comput*, 1986, 7: 856–869
- 57 van der Vorst H A. Bi-CGSTAB: A fast and smoothly converging variant of Bi-CG for the solution of nonsymmetric linear systems. *SIAM J Sci Stat Comput*, 1992, 13: 631–644
- 58 Tóth G, De Zeeuw D L, Gombosi T I, et al. A parallel explicit/implicit time stepping scheme on block-adaptive grids. *J Comput Phys*, 2006, 217: 722–758
- 59 van der Holst B, Tóth G, Sokolov I V, et al. CRASH: A block-adaptive-mesh code for radiative shock hydrodynamics—Implementation and verification. *Astrophys J Suppl Ser*, 2011, 194: 23, arXiv: [1101.3758](#)
- 60 Cowie L L, McKee C F. The evaporation of spherical clouds in a hot gas. I. Classical and saturated mass loss rates. *Astrophys J*, 1977, 211: 135–146
- 61 Craig I J D, Davys J W. Heat flux saturation in hydrodynamic soft X-ray solar flare plasmas. *Sol Phys*, 1984, 90: 343–356
- 62 Hollweg J V. Some physical processes in the solar wind. *Rev Geophys*, 1978, 16: 689–720

- 63 Poedts S, Goossens M, Kerner W. Numerical simulation of coronal heating by resonant absorption of Alfvén waves. *Sol Phys*, 1989, 123: 83–115
- 64 Parker E N. Nanoflares and the solar X-ray corona. *Astrophys J*, 1988, 330: 474–479
- 65 Antiochos S K, MacNeice P J, Spicer D S, et al. The dynamic formation of prominence condensations. *Astrophys J*, 1999, 512: 985–991
- 66 Lionello R, Winebarger A R, Mok Y, et al. Thermal non-equilibrium revisited: A heating model for coronal loops. *Astrophys J*, 2013, 773: 134
- 67 Cranmer S R. An efficient approximation of the coronal heating rate for use in global sun-heliosphere simulations. *Astrophys J*, 2010, 710: 676–688, arXiv: [0912.5333](#)
- 68 Sokolov I V, van der Holst B, Oran R, et al. Magnetohydrodynamic waves and coronal heating: Unifying empirical and MHD turbulence models. *Astrophys J*, 2013, 764: 23, arXiv: [1208.3141](#)
- 69 Chen P F. Coronal mass ejections: Models and their observational basis. *Living Rev Sol Phys*, 2011, 8: 1
- 70 Huang Y M, Bhattacharjee A. Turbulent magnetohydrodynamic reconnection mediated by the plasmoid instability. *Astrophys J*, 2016, 818: 20, arXiv: [1512.01520](#)
- 71 Guo L J, Huang Y M, Bhattacharjee A, et al. Rayleigh-Taylor type instabilities in the reconnection exhaust jet as a mechanism for supra-arcade downflows in the Sun. *Astrophys J*, 2014, 796: L29, arXiv: [1406.3305](#)
- 72 Savage S L, Holman G, Reeves K K, et al. Low-altitude reconnection inflow-outflow observations during a 2010 November 3 solar eruption. *Astrophys J*, 2012, 754: 13, arXiv: [1111.1945](#)
- 73 Jiang C, Wu S T, Feng X, et al. Data-driven magnetohydrodynamic modelling of a flux-emerging active region leading to solar eruption. *Nat Commun*, 2016, 7: 11522
- 74 Mok Y, Mikić Z, Lionello R, et al. Calculating the thermal structure of solar active regions in three dimensions. *Astrophys J*, 2005, 621: 1098–1108
- 75 Bingert S, Peter H. Nanoflare statistics in an active region 3D MHD coronal model. *Astron Astrophys*, 2013, 550: A30, arXiv: [1211.6417](#)
- 76 Chen F, Peter H, Bingert S, et al. Magnetic jam in the corona of the Sun. *Nat Phys*, 2015, 11: 492–495, arXiv: [1505.01174](#)
- 77 Berger T E, Liu W, Low B C. *SDO/AIA* detection of solar prominence formation within a coronal cavity. *Astrophys J*, 2012, 758: L37, arXiv: [1208.3431](#)
- 78 Liu W, Berger T E, Low B C. First *SDO/AIA* observation of solar prominence formation following an eruption: Magnetic dips and sustained condensation and drainage. *Astrophys J*, 2012, 745: L21
- 79 Keppens R, Xia C. The dynamics of funnel prominences. *Astrophys J*, 2014, 789: 22, arXiv: [1405.3419](#)
- 80 Berger T E, Slater G, Hurlburt N, et al. Quiescent prominence dynamics observed with the *Hinode* solar optical telescope. I. Turbulent upflow plumes. *Astrophys J*, 2010, 716: 1288–1307
- 81 Terradas J, Soler R, Luna M, et al. Morphology and dynamics of solar prominences from 3D MHD simulations. *Astrophys J*, 2015, 799: 94, arXiv: [1412.7438](#)
- 82 Hillier A, Isobe H, Shibata K, et al. Numerical simulations of the magnetic Rayleigh-Taylor instability in the Kippenhahn-Schlüter prominence model. *Astrophys J*, 2011, 736: L1, arXiv: [1107.4882](#)
- 83 Keppens R, Xia C, Porth O. Solar prominences: “Double, double... boil and bubble”. *Astrophys J*, 2015, 806: L13, arXiv: [1505.05268](#)
- 84 Xia C, Keppens R. Internal dynamics of a twin-layer solar prominence. *Astrophys J*, 2016, 825: L29
- 85 Xia C, Keppens R, Guo Y. Three-dimensional prominence-hosting magnetic configurations: Creating a helical magnetic flux rope. *Astrophys J*, 2014, 780: 130, arXiv: [1311.5478](#)

Radiative magnetohydrodynamics simulations on solar corona

XIA Chun^{*}

School of Physics and Astronomy, Yunnan University, Kunming 650050, China

The outmost layer of solar atmosphere, corona, has many activities, such as flares, coronal mass ejections, solar prominences, and coronal rains. In order to fully understand the nonlinear physical process of these activities, one of the most popular approaches is to construct multidimensional numerical models via radiative magnetohydrodynamic numerical simulations. To simulate macroscopic coronal physics, we need to numerically solve magnetohydrodynamic equations coupled with radiative cooling, thermal conduction, and heating. The mainstream numerical methods to numerically solve these problems are introduced. The numerical scheme to solve the magnetohydrodynamic equations is composed of reconstruction to cell-interface values, approximate Riemann solver, methods to control divergence of magnetic field, and time integrator. We then review on the state of art in numerical studies on solar active region, flares, prominences, and coronal rains.

corona, magnetohydrodynamics, numerical simulations

PACS: 96.60.-j, 96.25.St, 96.60.P-, 96.60.qe

doi: [10.1360/SSPMA2018-00075](https://doi.org/10.1360/SSPMA2018-00075)