第21卷 第2期 空 间 科 学 学 报 Vol.21, No.2
2001 年 4 月 CHINESE JOURNAL OF SPACE SCIENCE Apr., 2001

1998 年 5 月 2 日日冕亮度观测图的数值研究 *

叶占银 魏奉思 冯学尚 石 勇 姚久胜
(中国科学院空间科学与应用研究中心 北京 100080)

摘 要

采用数值手段模拟了 1998 年 5 月 2 日日冕亮度观测图. 计算模式改进为球坐标系下特殊的二维理想磁流体 (MHD) 模型, 即把 (r,ϕ) 坐标建立在 SOHO 观测日冕亮度的子午面上, 消除了子午面极区的几何奇异性. 根据 SOHO 日冕观测布置磁极子得到初始磁场位形, 内边界条件采用自洽的投影特征线边界条件, 计算迭代出稳态的多冕流磁场结构, 得到了与观测基本一致的亮度图. 计算结果表明在太阳表面附近磁场位形对太阳风等离子参数分布起控制作用.

关键词 太阳风—磁流体力学— MHD 数值模拟

1 引 言

在太阳活动极大年附近的一段时间里, SOHO(the Solar and Heliospheric Observatory) 上的 LASCO(Large-Angle and Spectrometric Coronagraph) 设备经常观测到多冕流结构. LASCO 图像技术很高, 它可以分辨盔顶上方电流片上下密度很小的增加. LASCO 观测的冕流图分三类: ① C1($1.1\,R_s \leqslant r \leqslant 3\,R_s$), ② C2($2\,R_s \leqslant r \leqslant 6\,R_s$), ③ C3($4\,R_s \leqslant r \leqslant 32\,R_s$), 这里 r 是日心距离在日面上的投影, R_s 为太阳半径. 具有复杂清晰冕流结构的图形一般在 C2 类. 数值模拟稳态的多冕流结构, 可以从物理机理的角度更深地认识冕流闭场区和电流片处观测到的密度增加现象, 同时为数值模拟日冕物质抛射 (CME) 事件提供比较接近真实的背景参数.

冕流亮度图和冕流的磁场结构关系密切. 数值研究冕流磁场结构一般采用二维 MHD 模式, 这是由于计算设备的计算能力有限, 如果在微机上进行三维计算, 只能在约为 $30\times 30\times 30$ 的网格上计算, 多冕流结构的尺度比这种网格尺度要小, 所以数值模拟复杂多冕流三维结构还存在一定的难度. 简化的二维 MHD 模式可以避免这一困难.

许多文献对冕流结构进行了数值研究. Pneuman 和 Kopp[1] 迭代计算了二维稳态的太阳冕流结构, 认为日冕冕流结构包含复杂的运动惯性效应以及热压力、重力和 Lorentz 力的作用, 发现在太阳表面附近太阳磁场较强, 日冕大气被约束在磁场的闭结构中, 超过一定的日心距离, 由于磁场沿径向下降较快, 太阳风的流动惯性和热压力起控制作用, 太阳风拉伸磁场, 最终把磁场带到行星际空间. Steinolfson 等 [2] 采用二维 MHD 方程组模

* 中国科学院空间科学与应用研究中心所长基金资助 (992002)
2000-08-23 收到原稿, 2001-02-25 收到修定稿

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

拟了稳态日冕结构，研究了热压力和磁压力之比 β 数对冕流结构的影响，得到结论：要形成冕流结构，β 数不能超过 10. 文献 [3,4] 采用 (r,θ) 坐标下的二维 MHD 方程组模拟了子午面内磁场和太阳风流场相互作用的平衡动力学日冕. 所有这些文献只模拟了二维情况下对称冕流结构或者单一冕流结构.

文献 [5] 模拟子午面内非对称冕流流动时采用球坐标系下 (r,θ) 坐标面的二维模型，子午面的左右两部分分开计算，不能消除极区的几何奇异性，不能在物理上模拟子午面左右两部分的相互作用. 李敬群 * 采用 MHD 方程组二维平面问题模型模拟了非对称多电流片日冕结构，得到了和观测一致的结果.

本文在模拟多个冕流结构时，对计算模式作了改进，即把 (r,ϕ) 坐标建立在观测的子午面上，假设物理量沿 θ 方向变化为零，得到球坐标系下子午面上新的二维 MHD 方程组模型. 采用这个模式模拟具体问题时，通过恰当布置磁极子得到初始的磁场位形，由初始磁场和流场的动力学演化，计算出满足 MHD 方程组的太阳风等离子体稳态磁场和流场，由流场的密度分布模拟观测到日冕亮度图. 这样改进的模型，可以使密度沿径向和日心距离近似成二次方反比关系，模式更符合实际.

本文首先介绍二维 (r,ϕ) 坐标面内 MHD 方程组和数值算法，然后介绍如何确定初始势磁场位形和初始流场，之后进行数值模拟得到自洽的稳定解，最后总结全文.

2 二维 (r,ϕ) 坐标下 MHD 方程组和数值算法

非守恒、时变的、球坐标系下 (r,ϕ) 坐标的二维 MHD 方程组可以写成如下形式：

$$\frac{\partial U}{\partial t}+A\frac{\partial}{\partial r}U+B\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \phi}U=S. \tag{1}$$

这里，

$$U=\begin{pmatrix}\rho\\ u_r\\ u_\phi\\ B_r\\ B_\phi\\ p\end{pmatrix},\quad A=\begin{pmatrix}u_r & \rho & 0 & 0 & 0 & 0\\ 0 & u_r & 0 & 0 & \dfrac{B_\phi}{\rho\mu_0} & \dfrac{1}{\rho}\\ 0 & 0 & u_r & 0 & -\dfrac{B_r}{\rho\mu_0} & 0\\ 0 & 0 & 0 & u_r & 0 & 0\\ 0 & B_\phi & -B_r & 0 & u_r & 0\\ 0 & \rho c_s^2 & 0 & 0 & 0 & u_r\end{pmatrix},$$

$$B=\begin{pmatrix}u_\phi & 0 & \rho & 0 & 0 & 0\\ 0 & u_\phi & 0 & -\dfrac{B_\phi}{\rho\mu_0} & 0 & 0\\ 0 & 0 & u_\phi & \dfrac{B_r}{\rho\mu_0} & 0 & \dfrac{1}{\rho}\\ 0 & -B_\phi & B_r & u_\phi & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0 & u_\phi & 0\\ 0 & 0 & \rho c_s^2 & 0 & 0 & u_\phi\end{pmatrix},$$

* 李敬群. 非对称日冕物质抛射数值模拟. 中国科学院空间中心博士论文, 2000

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

$$S=\begin{pmatrix} -\dfrac{2\rho u_r}{r} \\ -\dfrac{GM_s}{r^2}+\dfrac{u_\phi^2}{r}-\dfrac{1}{\rho\mu_0}\dfrac{B_\phi^2}{r} \\ -\dfrac{u_r u_\phi}{r}+\dfrac{1}{\rho\mu_0}\dfrac{B_r B_\phi}{r} \\ -\dfrac{2u_r B_r}{r} \\ -\dfrac{u_r B_\phi+u_\phi B_r}{r} \\ -\dfrac{2\rho c_s^2 u_r}{r} \end{pmatrix}$$

在上述方程组中，ρ 是太阳风等离子体的密度．u_r, u_ϕ 分别是 r, ϕ 方向上的速度分量，B_r, B_ϕ 分别是 r, ϕ 方向上磁感应强度分量，压力 p, G 是万有引力常数，M_s 是太阳质量，μ_0 是真空中磁导率，流体声速 $c_s=\sqrt{\dfrac{\gamma p}{\rho}}$, 定压比热与定容比热之比 $\gamma=1.05$.

作者通过数值试验发现，采用 MHD 模式计算 18 R_s 内跨快、慢波速和跨 Alfvén 速行星际空间太阳风流动时，径向偏导数的数值离散不能采用一阶精度格式，如果采用一阶精度的格式，内边界附近出现不可接受的负速度，因此采用二阶精度的 MacCormack II[3] 差分格式离散方程组 (1). 在 (i,j) 点，时间推进计算公式为

$$\begin{aligned} U_{i,j}^{(1)} &= U_{i,j}^n-\frac{\Delta t}{\Delta r_i}A_{i,j}^n(U_{i,j}^n-U_{i-1,j}^n)-\frac{\Delta t}{r_i\Delta\phi}B_{i,j}^n(U_{i,j}^n-U_{i,j-1}^n)+\Delta t\times S_{i,j}^n, \\ U_{i,j}^{(2)} &= U_{i,j}^{(1)}-\frac{\Delta t}{\Delta r_i}A_{i,j}^{(1)}(U_{i+1,j}^{(1)}-U_{i,j}^{(1)})-\frac{\Delta t}{r_i\Delta\phi}B_{i,j}^{(1)}(U_{i,j+1}^{(1)}-U_{i,j}^{(1)})+\Delta t\times S_{i,j}^{(1)}, \\ U_{i,j}^{n+1} &= \frac{1}{2}(U_{i,j}^n+U_{i,j}^{(2)}). \end{aligned} \tag{2}$$

由于把球坐标 (r,ϕ) 坐标建立在子午面上，因此消除了二维 (r,θ) 坐标面上 MHD 模式在计算子午面流动时极区几何奇异性.

计算时，时间步长要满足 CFL 条件，即一个时间步长内磁流体波的传播距离不能超过一个网格间距：

$\Delta t=\min\{\Delta t_r,\Delta t_\phi\}$, $\Delta t_r=\dfrac{\Delta r}{|\lambda_r|}$, $\Delta t_\phi=\dfrac{r\Delta\phi}{|\lambda_\phi|}$, λ_r, λ_ϕ 分别是 r,ϕ 方向上绝对值最大的特征根.

为了计算的稳定性，MacCormack II 格式也需要加入人工黏性．有两种加人工黏性方法，一种是加 Von Neumann-Richtmey 人工黏性的方法，然而在二维 MHD 流动计算中这种方法不能有效地稳定数值计算 [6]; 另一种是加入 Lapidus 形式的人工黏性，这种方法在多维计算中比较有效，已被普遍采用 [7,8]. 本文计算时也加入了 Lapidus 人工黏性，黏性系数同文献 [3].

3　网格划分和边界条件

计算域 $r\times\phi=(1,10)\times(0,360)$. 这样观测子午面的右侧包含从 270° 变到 360° 的区域和从 0° 变到 90° 区域 (ϕ), 子午面左侧由 90° 变到 270°(ϕ) 的区域组成．网格划分为

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

$r\times\phi=150\times190$, ϕ 方向均匀划分网格， r 方向需要采用非均匀网格，在内边界处加密网格，减小物理量在内边界处沿 r 方向变化大导致的离散误差. 划分网格分两步：

第一步：对 $\zeta=1/r$ 域均匀划分网格 $\Delta\zeta=(1-1/10)/(n_r-1)$,

$$\zeta(1)=1,\quad \zeta(i)=\zeta(i-1)-\Delta\zeta,\qquad i=2,3,\cdots,n_r.$$

第二步：采用网格变换得到 r 域局部加密的非均匀网格,

$$r(i)=1/\zeta(i),\qquad i=1,2,\cdots,n_r.$$

为了使边界条件和 MHD 方程组相容，减少边界处的数值扰动，内外边界均采用无反射投影特征线边界条件 [3,10].

$$\frac{\partial U}{\partial t}=-A'\frac{\partial U}{\partial r}+B'S'. \tag{3}$$

这里 $S'=S-B\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial U}{\partial\phi}$, $\dfrac{\partial U}{\partial\phi}$ 离散采用中性差分， $\dfrac{\partial U}{\partial r}$ 离散采用靠近边界三点的二阶精度偏心差分. $A'=R\Lambda_1L$, $B'=R\Lambda_2L$, $\Lambda_1=\mathrm{diag}\{\lambda_1^1,\lambda_2^1,\cdots,\lambda_6^1\}$, $\Lambda_2=\mathrm{diag}\{\lambda_1^2,\lambda_2^2,\cdots,\lambda_6^2\}$,

$$\lambda_i^1=\begin{cases}\lambda_i, & \text{当 } \lambda_i \text{ 特征走出流场}\\ 0, & \text{当 } \lambda_i \text{ 特征走入流场}\end{cases}\qquad i=1,2,\cdots,6;$$

$$\lambda_i^2=\begin{cases}1, & \text{当 } \lambda_i \text{ 特征值走出流场}\\ 0, & \text{当 } \lambda_i \text{ 特征值走入流场}\end{cases}\qquad i=1,2,\cdots,6.$$

$\lambda_i, i=1,2\cdots,6$ 是矩阵 A 的特征根， R 是归一化的右特征向量组成矩阵， L 是归一化的左特征向量组成矩阵，特征向量的位置与特征值位置相对应. 时间项离散采用欧拉前差，这样，内外边界的计算公式为

$$U_{i,j}^{n+1}=U_{i,j}^{n}-\Delta tA_{i,j}^{'n}\left(\frac{\partial U}{\partial r}\right)_{i,j}^{n}+\Delta tB_{i,j}^{'n}S_{i,j}^{'n}.$$

4 初值的确定

1998 年 5 月 2 日 2145 LT SOHO 观测到图 1 的日冕亮度图，是 C_2 类图，亮区是闭场区，密度大，暗区是开场区，密度小，区域大的两个开场区是太阳的整体磁场极区.

为了模拟日冕亮度图. 首先要选取合适的初始磁场. 虽然球坐标系下偶极子和多极子的计算公式和柱坐标系下的计算公式有区别，但是仍然可以按李敬群博士论文布置磁极子的方法确定初始磁场. 设 (e,α) 为磁极子在 (r,ϕ) 面上极坐标位置， δ 为磁极子相角， $2k$ 为磁极子数， Q 为磁极子强度. 计算网格上任意点 (r,ϕ) 在磁极子下的磁感应强度公式为

$$x'=r\cos\phi-e\cos\alpha,\quad y'=r\sin\phi-e\sin\alpha,$$
$$r'=\sqrt{x'^2+y'^2}.$$

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

由 $\sin\phi' = y'/r'$, $\cos\phi' = x'/r'$ 可以计算出 ϕ', $n = \dfrac{1+\sqrt{1+4k^2}}{2}$, 于是得到:

$$B'_r = \frac{Q\times n}{r'^{n+1}}\sin(k\phi'-\delta), \qquad B'_\theta = -\frac{Q\times k}{r'^{n+1}}\cos(k\phi'-\delta),$$
$$B_x = B'_r\cos\phi' - B'_\theta\sin\phi', \qquad B_y = B'_r\sin\phi' + B'_\theta\cos\phi',$$
$$B_r = B_x\cos\phi + B_y\sin\phi, \qquad B_\theta = -B_x\sin\phi + B_y\cos\phi.$$



图 1　SOHO 观测到的日冕亮度图
Fig.1　Coronal brightness by SOHO

为得到初始磁场，首先在日心布置一个六极子，然后在其他位置布置 8 个偶极子 (如表 1 所示).

表 1　布置的磁极子列表

k	$Q(10^{-4}\,\mathrm{T})$	$e(\mathrm{R_s})$	$\alpha(^\circ)$	$\delta(^\circ)$
3	0.3	0	0	165
1	0.1	0.6	40	−50
1	0.1	0.5	60	−30
1	0.1	0.5	120	30
1	−0.03	0.5	160	70
1	−0.1	0.5	255	165
1	0.04	0.5	320	230
1	0.12	0.5	15	−75
1	−0.1	0.6	345	255

最终得到的初始磁场见图 2.

从图 2 可以看出，初始的闭场分两层. 在迭代计算时，只有外层闭磁场不形成冕流结构，才能使内层小尺度的闭磁场形成冕流结构. 根据文献 [2], 冕流结构形成受 β 数的限制，如果 β 数超过 10, 一般不会形成冕流结构. 要模拟多个冕流结构，布置六极子强度要大，使日面附近的 β 数主要由六极子控制，$\beta < 10$; 布置的偶极子分量强度要足够小，从

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

而远离日面的初始磁场位形主要由偶极子决定，并使由它决定磁场位形的 β 数足够大，这样外层闭磁场不形成冕流，由此得到的初始磁场位形和太阳风等离子相互作用就可以得到所需要的动力学平衡冕流结构，得到的 MHD 方程组解是自洽的.

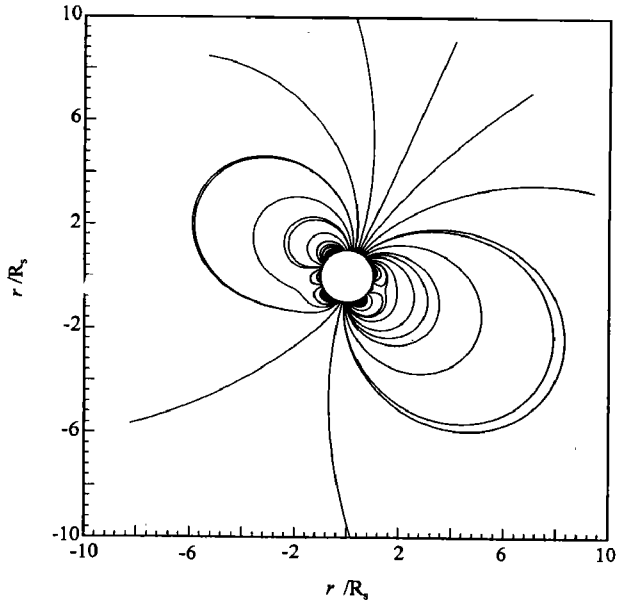


图 2 初始磁场
Fig.2 Initial magnetic field

初始流场如何选取？从目前文献 [11,12] 来看，太阳风加速在 $10\,R_s$ 以内基本完成，这是由于太阳风在向外运动时具有加热加速机制. 如何改进理想 MHD 方程组，在能量方程和动量方程加入反映这种机制的项，使密度和温度计算值和观测定量一致仍然是一个有待研究的课题. 本文和目前文献 [13—15] MHD 方程组的数值模拟一样，能量方程采用多方模型 ($\gamma = 1.05$), 初始流场采用一维球对称 Parker 解. 内边界的参数值取为

$$T_0 = 1.56 \times 10^6\,\mathrm{K}, \quad v_0 = 2.802\,\mathrm{km/s}.$$

这样就计算出满足理想 MHD 方程组的自洽稳态解，计算结果与观测定性一致.

5 计算结果

计算迭代 6000 步， $t = 100\,000\,\mathrm{s}$ 计算结果基本稳定，图 3 给出了 r: 1—10 R_s, ϕ: 0°—360° 区域的径向速度图，从图可以看出，在闭场区速度低，开场区速度大，在电流片处达到极小. 速度图 3 中还可以看出，曲面在太阳表面附近 ϕ 方向的下凹区域较大，形状呈三角形，是闭磁场位形区 (图 4). 这个结果表明闭磁场区径向速度分布主要由磁场控制，这个结果与文献 [1] 结论相一致，它认为靠近太阳，太阳闭磁场较强，太阳大气被约束在闭磁场内. 从图 3 还可以看出，随着日心距离的增大，曲面的下凹区变小， $3.5\,R_s$ 之外曲面在 ϕ 方向下凹区域变化缓慢. 这表明一定的日心距离以后随着磁场强度的快速下

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

降，太阳风速度惯性，热压力逐渐控制流场．这又验证了文献 [1] 的结论．从图 3 还可以看出，速度在 10 个太阳半径处，速度仍然存在继续增加的趋势，这是由于初始流场采用 Parker 解和理想 MHD 方程组本身没有精确考虑太阳风的加热加速机制．

图 4 给出了整个区域最终计算的磁力线图．从图中可以看出 2.5 R_s 以外磁场基本是径向．在计算过程中，初始磁场的内层磁场强度比较大，但下降很快，例如其中起主要作用的六极子磁场强度沿径向以 $1/r^{4.84}$ 速度下降 (偶极场 $1/r^{2.62}$)，这样太阳风等离子体很

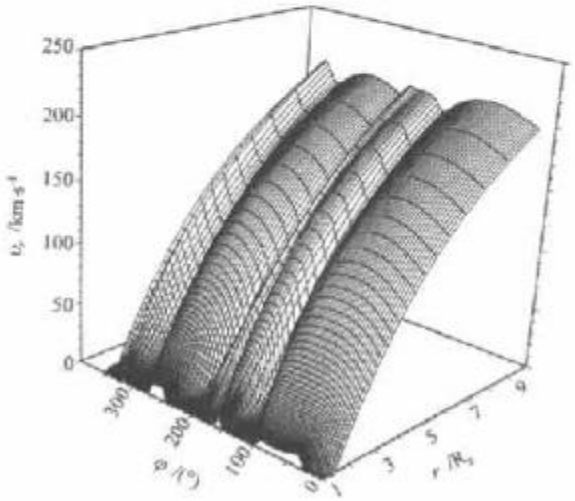


图 3　径向速度在计算区域的分布 (km/s)
Fig.3　Radial speed distribution in computational domain (km/s)

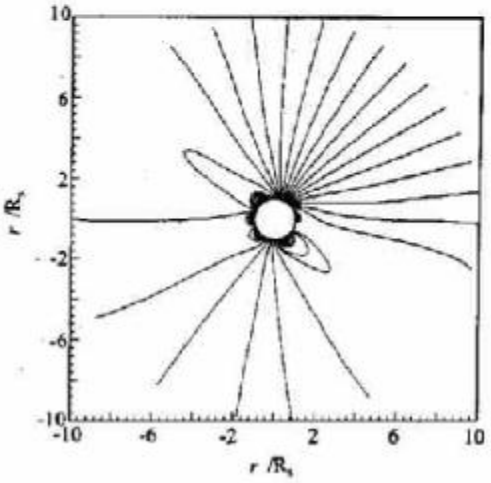


图 4　采用 MHD 方程组计算出的整个区域磁力线图 (1—10 R_s)
Fig.4　Magnetic field of the final dynamic steady state with MHD model (1—10 R_s)



图 5　采用 MHD 方程组计算出的亮度图 (2—6 R_s)
Fig.5　Computational brightness with MHD model

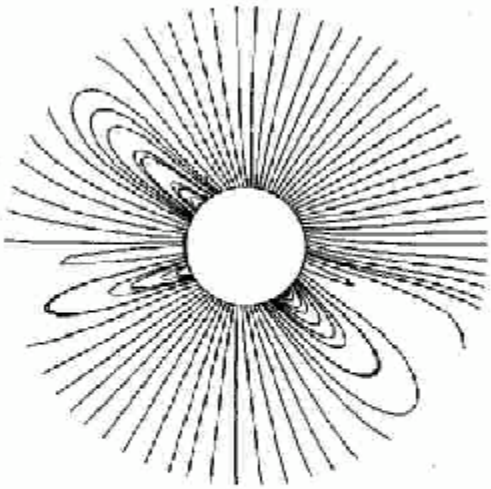


图 6　和观测亮度图 1 相对应磁场结构的计算结果 (2—6 R_s)
Fig.6　Numerical result of magnetic field corresponding to observed Fig.1

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

快受惯性和热压力控制，太阳风拉伸“冻结”的磁场，使磁场沿径向下降的速度降为 r^{-2} 量级，形成多冕流结构. 初始磁场的外层闭磁场，主要反映整体偶极场，它本身强度较小，初始计算时由它控制磁场的区域，β 数超过 10，不会由它形成冕流结构. 如果外层闭磁场处的当地 β 数小，这个闭磁场就会形成单一的大冕流结构，它约束内层闭磁场，从而不能计算出多冕流结构，这个计算结果和文献 [2] 对 β 数的研究结论相一致.

由于采用理想 MHD 方程组，没有加入磁黏性，再者计算算法精度的原因，不能模拟中性点附近磁场位形的精细结构，因此形成冕流的闭磁场只能被拉伸趋近径向，最终还要闭和.

图 5 给出了 $(\rho-\rho_0)/\rho_0$ 分布图，这里 ρ_0 取为开始计算时的密度，这个图和观测亮度图 1 基本一致，它对应的磁场位形为图 6(也就是图 4 中 2—6 R_s 的区域)，闭磁场处和闭磁场上面的磁场拉直区密度较大，观测亮度高. 在量值上，密度高区域的量值比开场区的低密度量值高约 10%，这和 SOHO 观测一致，SOHO 观测发现：如果把准稳态冕流 (变化时间尺度几小时量级) 某时观测的密度量值减去 1—2 h 之前的量值，在冕流盔顶之上 (大约在 3 R_s 开始) 存在密度增加现象 [16]，密度增加的量级为 $7\pm2(\%)$.

6 讨论和结论

本文采用改进的二维 MHD 方程组模式模拟了稳态太阳风在子午面多冕流结构下的流动，消除了一般二维模式中计算子午面时的极区奇异性，模拟了整个子午面内左右两部分的相互作用. 计算时通过适当布置磁极子得到初始磁场位形，初始流场采用太阳风一维球对称流动 Parker 解，内边界采用自洽的投影特征线边界条件，计算出子午面内稳态的太阳风磁场和流场，计算出的亮度图和观测图基本一致，它的亮区对应冕流闭磁场结构和高的密度分布. 计算结果表明球坐标系下 (r,ϕ) 坐标二维 MHD 方程组模式可以模拟子午面内太阳风流动. 计算中还发现在太阳表面附近，磁场控制着太阳风等离子的速度分布和密度分布.

参 考 文 献

[1] Pneuman G W, Kopp R A. Gas-Magnetic field interactions in the solar corona. *Solar Phys.*, 1971, (18):258—270

[2] Steinolfson R S, Suess S T, Wu S T. The steady global corona. *Ap. J.*, 1982, **255**:730—742

[3] 张剑虹，魏奉思. 日球子午面内背景太阳风流场和磁场的相互作用. 中国科学 A 辑， 1993,**23**(4):427—436

[4] 王水，吴式灿，王爱华. 二维磁流体动力学平衡日冕. 空间科学学报， 1991, **11**(2):81—89

[5] Wang A H, Wu S T. Analyses and modeling of coronal holes observed by coronas-I II. MHD simulation. In: Proc. Third SOLTIP Symp., Beijing, China, 1996. 273—278

[6] Lindemuth I R. Numerical model of MHD equations, Ph. D. Thesis, University of Califonia/Livermore, USA, 1971

[7] Han S M, Wu S T, Dryer M. A three-dimensional time-dependent numerical modeling of super-sonic super-Alfvenic MHD flow. *Comp. Fluids*, 1988, **16(1)**:81—103

[8] Wu S T. Numerically-simulated formation and propagation of interplanetary shocks. Computer Simulation of Space Plasma. Tokyo: Terra Sci. Pub. Com., 1984. 179:201

[9] Hu Y Q. A Full-Implicit-Continuous-Eulerian (FICE) scheme for multidimensional transient magnetohydrodynamic (MHD). *J. Comp. Phys.*, 1984, **55**:33—64

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com

[10] 王水, 胡友秋, 吴士灿. 球坐标中的 Euler 全隐士计算格式及其对太阳物理现象的应用. 中国科学 A 辑, 1982, **10**:929—940
[11] 卢先河, 涂传诒. Alfv́en 脉动串级加热加速太阳风的二元流体模型. 地球物理学报, 1997, **40**:1—8
[12] 朱晓梅, 涂传诒, 胡友秋. 高频 Alfvén 波供能的日冕和太阳风模型. 地球物理学报, 1997, **17**(3):193—199
[13] 李枫林, 姜新英, 熊东辉. 两冕流间物质抛射事件的数值模拟. 空间科学学报, 1999, **19**(4):308—314
[14] 姜新英, 郭伟平, 熊东辉. 四极子磁场位形的冕流太阳风解. 武汉大学学报 (空间物理专刊), 1993. 97—100
[15] Usmanov A V. Interplanetary magnetic field structure and solar wind parameters as inferred from solar magnetic field observations and by using a numerical 2-D MHD model. *Solar Phys.*, 1993, **143**:345—363
[16] Sheeley N R *et al.* Measurements of flow speeds in the corona between 2 and 30 R_s. *Ap. J.*, 1997, **484**:472—487

NUMERICAL RESEARCH ABOUT WHITE LIGHT CORONAGRAPH FIGURE OBSERVED AT MAY 2 1998

YE Zhanyin　WEI Fengsi　FENG Xueshang　SHI Yong　YAO Jiusheng
(*Center for Space Science and applied Research, The Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100080)

Abstract

A new model of 2-D ideal magnetohydrodynamic equations, which sets spherical coordinates (r, ϕ) on the plane of sky to avoid singular geometry at solar poles, is employed to simulate white light coronagraph figure. Numerical white light figure of the final self-consistent steady state, calculated with initial magnetic field constructed from a magnetic hexapole and several dipoles and with projected characteristic inner boundary condition, agrees basically with the observed coronagraph figure. The simulation also shows that magnetic structure dominates the solar wind flow field.

Key words　Solar Wind, MHD, Numerical simulation

PDF created with pdfFactory Pro trial version www.pdffactory.com