

单流体二维太阳风结构的磁流体力学模拟^{*}

薛金涛 王敬芳 钱 昕 邓晓华

(武汉大学电子信息学院空间物理系 武汉 430079)

摘 要

在添加动量项的情况下,对单流体二维磁流体力学方程组进行模拟,得到了子午面上的太阳风结构.结果表明,添加动量项的形式及其被加入的位置对远区太阳风速度和质子密度有重要的影响,本文在适当的区域加入合适的动量项得出了远区太阳风速和质子密度与 Ulysses 观测基本符合的结果.文中给出较合适的动量添加区域为 $3.5\text{--}10R_s$ (R_s 为太阳半径).

关键词 太阳风; 磁流体力学数值模拟; 动量添加项

1 引言

太阳风在日地空间系统中扮演着一个重要的角色,它对地球的巨大影响已逐渐被人们所认识.早期对太阳风的观测和研究都集中在黄道面上,只能给出简单的一维太阳风模型.随着 20 世纪 70 年代初空间实验室的观测发现了太阳冕洞及冕洞与高速流的相关关系,这使得关于太阳风动力过程的研究进入了新的阶段:一方面需要发展三维的太阳风模式,另一方面由于经典热传导供能方式不足以加速高速流,因而需要寻找新的能量(包括动能和热能)的供给方式. Ulysses 飞船第一次跨越了太阳南北极盖,它的观测结果使人们对远区太阳风的特性随纬度变化的关系有了较明确的认识. Ulysses 的观测表明(换算到 1 AU 处)^[6]:从北纬 20° 到北纬 80° 、南纬 20° 到南纬 80° 只存在持续的高速流,其速度在 $700\text{--}800\text{ km/s}$,太阳风速度随纬向有极小的增长,其质子密度为 $2.0\text{--}3.5/\text{cm}^3$. 低速太阳风只出现在黄道面附近很窄的区域,且高速流与低速流之间的变化非常陡峭,低速流中的质子密度起伏较大,平均为 $10.0/\text{cm}^3$. Barnes 等^[1]研究了 Ulysses 所观测的极区物质通量密度和太阳风速度后认为: Ulysses 所观测到的极区物质通量密度和太阳风速度都高于由经典热传导方式所驱动的太阳风.因此他们认为高速太阳风的加速必须需要其他机制提供能量.本文暂不考虑加速高速流的能量(动能和热能)的具体物理产生机制,主要考虑添加动量项对太阳风加速的影响.对在动量方程中添加动量项的控制方程组进行数值模拟,结果表明添加合适的动量项所建立的数值太阳风模型能较好地解释 Ulysses 所观测的太阳风速度和密度随纬度分布的结果.

2 数值模拟

2.1 控制方程

子午面内二维理想磁流体力学(MHD)方程组已被众多学者用来研究日冕太阳风及其

^{*} 国家自然科学基金重大项目资助(49990452)

2002-04-26 收到原稿, 2002-09-01 收到修定稿

演化过程. 本文在该方程组中加入了动量项. 在球坐标下的方程组为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho v_r)}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\rho v_\theta}{r} \right) - \frac{2\rho v_r}{r} - \frac{\rho v_\theta}{r} \cot \theta, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} = -v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{B_\theta}{\mu_0 \rho} \frac{\partial B_\theta}{\partial r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{B_\theta}{\mu_0 \rho r} \frac{\partial B_r}{\partial \theta} - \frac{GM_s}{r^2} + \frac{v_\theta^2}{r} - \frac{B_\theta^2}{\mu_0 \rho r} + D(r, \theta), \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial t} = -v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{B_r}{\mu_0 \rho} \frac{\partial B_\theta}{\partial r} - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial P}{\partial \theta} - \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} - \frac{B_r}{\mu_0 \rho r} \frac{\partial B_r}{\partial \theta} - \frac{v_r v_\theta}{r} + \frac{B_r B_\theta}{\mu_0 \rho r}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{v_r B_\theta - v_\theta B_r}{r} \right) + \frac{1}{r} (v_r B_\theta - v_\theta B_r) \cot \theta, \quad (4)$$

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial r} (v_r B_\theta - v_\theta B_r) - \frac{1}{r} (v_r B_\theta - v_\theta B_r), \quad (5)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\gamma P \frac{\partial v_r}{\partial r} - v_r \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{\gamma P}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} - \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} - \frac{\gamma P}{r} (2v_r + v_\theta \cot \theta). \quad (6)$$

一方面由于太阳风中的热传导过程还不清楚, 另一方面本文主要研究动量项对太阳风结构的影响, 我们用多方关系 (6) 式代替了能量方程, 多方指数 $\gamma = 1.05$. M_s 为太阳质量. G 为万有引力常数. μ_0 为导磁率. $D(r, \theta)$ 为添加动量项, 文中取值为

$$D(r, \theta) = \begin{cases} \frac{D_0 a^2}{(r-a)^2 + a^2} \{0.6231 - 0.24 \arctan[1000(j-26)]\}, & 1 \leq j \leq 31, r > b. \\ \frac{D_0 a^2}{(r-a)^2 + a^2} \{0.6231 - 0.24 \arctan[1000(37-j)]\}, & 32 \leq j \leq 62, r > b. \\ 0, & r \leq b. \end{cases} \quad (7)$$

其中, $D_0 = 50 \text{ N/kg}^{[7]}$. $a = 3.5R_s$. j 是 θ 方向上的网格点, $\theta = -1.5^\circ + 3^\circ \times (j-1)$, $j = 1, 2, \dots, 62$. b 为日冕底部距行星际空间某一点的径向距离, 径向距离大于 b 的区域为动量添加的区域.

图 1(a) 表示添加动量项随太阳径向 ($\theta = 1.5^\circ$) 变化的情况, 图 1(b) 表示添加动量项随太阳纬向 ($r = 3.5R_s$) 分布的情况. 从 (7) 式和图 1(a) 中都可以看出添加动量项的最大

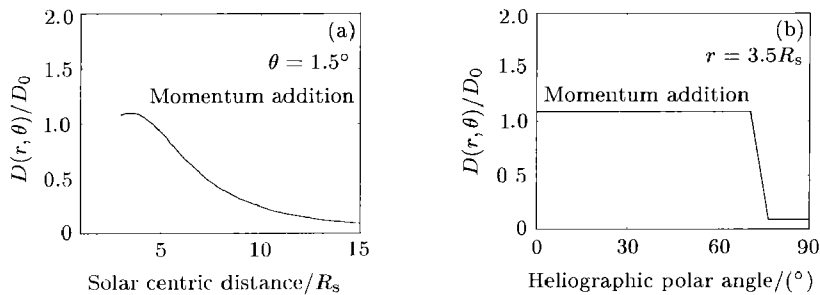


图 1 添加动量项随太阳径向、纬向变化关系

(a) 径向变化关系 (虚线部分表示调整的添加动量项区域), (b) 纬向变化关系

Fig.1 (a) The variation of the momentum addition with solar radius (The dashed line represents the adjusted momentum addition region), (b) The variation of the momentum addition with polar angle

值位置出现在 $3.5 R_s$. 该形式的添加动量项径向上主要分布在 $1-10 R_s$, 纬向上主要分布在 $0^\circ-75^\circ, 105^\circ-180^\circ$ 中. 动量项添加的区域对太阳风的加速和远区质子密度有重要的影响 [4],[7]. 为此, 我们分析下面 3 个算例.

- (1) 在全部模拟域内添加动量项, 即取 (7) 式中 $b = 1.0 R_s$.
- (2) 在 $r > 2.0 R_s$ 内添加动量项, 即取 (7) 式中 $b = 2.0 R_s$.
- (3) 在 $r > 3.5 R_s$ 内添加动量项, 即取 (7) 式中 $b = 3.5 R_s$.

2.2 数值方法和边值条件

本文采用时间松弛法求稳态太阳风解. 采用两步 Lax-Wendroff 差分格式对上述方程组进行离散求解. 计算域为径向 (r) $1-102 R_s$, 纬向 (θ) $-1.5^\circ-181.5^\circ$, 解域离散方法为: θ 方向采用均匀网格, 间距 $\Delta\theta = 3^\circ$, 在径向上采用非均匀网格, 间距为 $\Delta r_i = \alpha \times r_i$, 其中, $\alpha = 0.02881$ [2]. 长时间演化 (3×10^5 s) 后得到一个准稳态的太阳风结构.

整个计算域存在 4 个边界, 在 $\theta = -1.5^\circ$ 及 $\theta = 181.5^\circ$ 处采用对称边界条件. 计算域顶部的各物理量均采用线性外推. 在日面附近, 由特征线理论可知在日面上特征线有两条指向计算域外, 另 4 条向内. 故在日面可固定的物理量为 4 个, 其他两个用相容关系或采用某种形式的外推. 本文在日面处选择固定 ρ, T, B_r, B_θ 这 4 个量, 对 v_r, v_θ 采用线性外推. 日面处密度满足 $n_s(\theta) = n_0 \times [1 + 0.5 \sin \theta]/1.25$, 其中 $n_0 = 1.125 \times 10^8/\text{cm}^3$. 日面温度 $T_s = 1.4 \times 10^6$ K, 因此有 $1.26 \times 10^{14} \leq n_s(\theta)T_s \leq 1.89 \times 10^{14} (\text{K}/\text{cm}^3)$, 满足冕洞和日冕底部的观测条件 $1.0 \times 10^{14} \leq n_s \cdot T_s \leq 6 \times 10^{14} (\text{K}/\text{cm}^3)$ [5]. 日面赤道处的磁场强度 $B_0 = 1.675 \times 10^5$ nT. 我们假设一个 Parker 型太阳风猜测解和一偶极场作为初始状态.

3 数值结果与分析

未加动量项时, 在偶极磁场的作用下, 在 1 AU 处可得到一种类似于凹形的太阳风速度分布, 但近极区和近赤道区的太阳风速度差距很小, 高速流速度太低. 它与 Ulysses 观测的在 1 AU 处太阳风速度分布相差甚远. Deng 等人考虑了动量项后, 成功地模拟出了与 Ulysses 观测相似的凹形太阳风速度分布 [2]. 但在他们所模拟的结果中, 太阳风的质子密度大于实际观测结果.

本文假定动量项是加速太阳风的原因, 认为日冕底部区域的添加动量项导致了远区质子密度的增加. 公式 (7) 对文献中的动量项进行了适当修改*, 算例 (1), (2), (3) 的模拟结果如图 2—4 所示.

通过比较图 2—4, 可以看出该形式的添加动量项确实起到了加速太阳风的作用. 图 2—4 中在添加动量项后, 极区高速流的速度得到了大幅度的增加, 近极区和近赤道区的太阳风速度差距维持在 350—400 km/s. 高低速流之间的变化非常陡峭.

通过比较图 2—4, 可以得出这样一个结论, 靠近日冕底部区域的添加动量项增加了远区的质子密度. 虽然由于减少日冕底部区域内的动量而降低了注入整个模拟区域的能量, 但同时由于它降低了远区质子通量所以基本上没有降低远区高速太阳风的速度, 因而对远区速度分布曲线的改变不大.

* 邓凌云, 太阳风纬度分布的数值研究. 武汉大学硕士学位论文, 2001

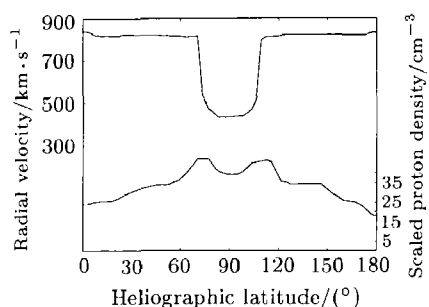


图2 算例(1)模拟结果(太阳风速度和质子数密度均等效到1AU处)

Fig.2 Radial velocity and density (scaled to 1 AU) variations with polar angle for case (1)

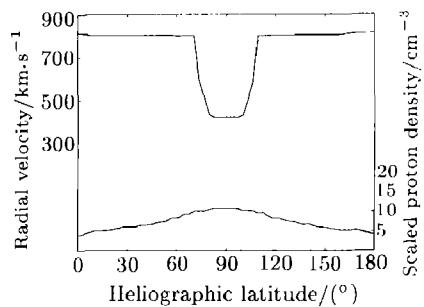


图3 算例(2)模拟结果(太阳风速度和质子数密度均等效到1AU处)

Fig.3 Radial velocity and density (scaled to 1 AU) variations with polar angle for case (2)

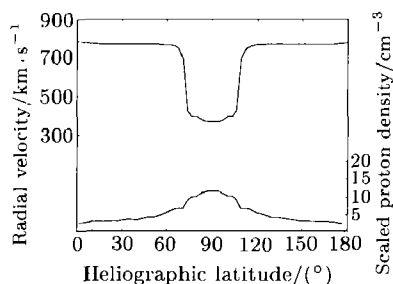


图4 算例(3)模拟结果(太阳风速度和质子数密度均等效到1AU处)

Fig.4 Radial velocity and density (scaled to 1 AU) variations with polar angle for case (3)

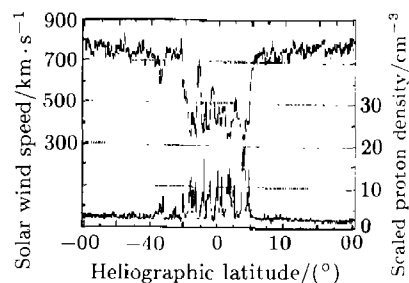


图5 Ulysses 观测结果(太阳风速度和质子数密度均等效到1AU处)

Fig.5 Velocity and density (scaled to 1 AU) variations with polar angle of Ulysses observations

将图2—4与图5相比较, 它们的速度分布曲线差别不大. 算例(1)模拟的质子密度(图2)远高于Ulysses观测结果(图5). 由于去掉了 $r < 2.0R_s$ 内的添加动量项, 算例(2)模拟的质子密度(图3)略大于图5所示质子密度. 由算例(3)模拟的太阳风速度和质子密度(图4)可知, 其高速流速度稳定在700—800 km/s, 质子密度约为 $3.5/\text{cm}^3$. 低速流速度在300—400 km/s, 其质子密度约为 $10.0/\text{cm}^3$, 与Ulysses观测的结果基本相似(图5). 这说明要得到高的远区太阳风速度和低的质子密度, 添加动量项应主要分布在 $3.5—10R_s$ 中. 这一结果为解决太阳风加速的能源问题给出了启示.

算例(3)所显示的模型只是与Ulysses所观测的结果进行了比较, 关于太阳风加速问题, 有很多学者根据观测提出了对太阳风的一些其他方面的限制. Grall *et al.*^[3]研究了SPARTAN 201和VLBA所给出的数据后, 指出高速太阳风可能在 $r \approx 10R_s$ 处已基本完成加速, 超过该距离之后, 太阳风的速度几乎保持不变. 我们根据算例(3)所模拟的结果作出太阳风速度随太阳径向距离变化的曲线(图6). 由图6可以看到, 极区高速流在 $10R_s$ 处的径向速度约为650 km/s, 基本上完成了整个加速过程. 在 $r = 18R_s$ 处达到680 km/s与Ulysses观测结果相距很近了. 同时可以看到不论是高速流还是低速流, 它们在 $r > 18R_s$ 后, 与1AU处速度相比变化不大.

太阳表面参数对模拟结果有一定的影响. 在算例 (3) 的基础上, 通过适当选取太阳表面参数, 可使模拟结果更加逼近 Ulysses 观测的结果. 考虑日冕底部边界温度为 $T_s = 1.35 \times 10^6 \text{K}$, 此时日冕底部的 $n_s T_s$ 仍在观测范围内 [5]. 此时模拟的太阳风速度和质子密度换算到 1AU 处的结果见图 7. 从结果看出太阳表面温度的降低可以降低太阳远处的太阳风速度和质子密度. 但我们要指出的是, 在观测范围内改变日冕底部参量只能微调太阳远区的太阳风速度和质子数密度, 这一点已在邓凌云的硕士论文 * 中有较详细的说明.

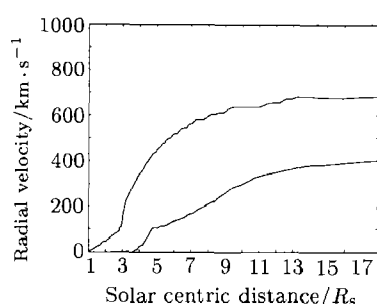


图 6 太阳风速度随太阳径向距离变化的曲线上, 曲线表示极区高速流速度随日心距离 r 变化 ($\theta = 1.5^\circ$). 下曲线表示靠近赤道低速流速度随 r 变化 ($\theta = 87.5^\circ$)

Fig.6 Radial velocity vs solar radius near the equator ($\theta = 87.5^\circ$, bottom line) and near the pole ($\theta = 1.5^\circ$, top line) for case (3)

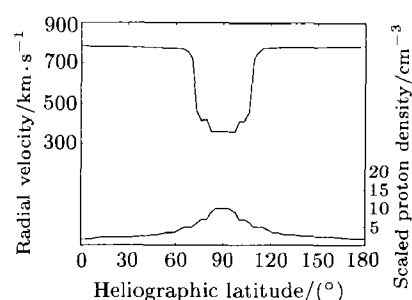


图 7 在算例 (3) 的基础上, 取太阳表面参数 $T_0 = 1.35 \times 10^6 \text{K}$ 的模拟结果 (太阳风速度和质子数密度均等效到 1 AU 处)

Fig.7 Radial velocity and density (scaled to 1 AU) variations with polar angle at $T_0 = 1.35 \times 10^6 \text{K}$ based case (3)

4 小结

通过以上的叙述和讨论, 我们得出以下结论.

(1) 添加动量项对太阳风的加速有很重要的影响.

(2) 当动量加在日冕底部区域时, 会大量增加远区的质子密度. 为了在离太阳远处得到高速太阳风和较低的质子密度, 动量应添加在离日冕底部一定距离的区域, 从本文的模拟结果中可以得出当动量项添加在 $3.5-10 R_s$ 范围内, 既可得到满足前人关于太阳风加速过程的观测, 又可以满足 Ulysses 观测的远区太阳风速度和质子数密度结构.

(3) 日冕底部的边界参数的改变在一定范围内可以影响远区太阳风的速度和密度分布. 但要达到像 Ulysses 所观测的太阳风结构, 很可能要在离日冕底部一定距离的区域内加入其他机制提供的能量.

本文在符合观测的边界条件下, 添加动量项后完成了基本符合 Ulysses 观测的太阳风结构的一流二维磁流体力学的模拟. 但要说明的是, 该添加动量项的形式和添加区域纯粹是为了模拟的需要而建立起来的. 对于动量项的产生机制我们并没有讨论, 可能来自于太阳风内的波动和/或扰动, 其物理机制是下一步要研究的问题. 该添加动量项的形式和分布位置的正确性也还有待于观测的发展才能得以证实. 在一流模型的限制下, 我们也不能

* 见 3 页注

分别讨论质子和电子的温度问题, 下一步可能通过发展二维子午面太阳风模型, 讨论太阳风的速度、密度和质子及电子温度等特性来进一步提高现在这个模型的可信度.

参 考 文 献

- [1] Barnes Aaron, Gazis P R, Phillips J L. Constraints on solar wind acceleration mechanisms from Ulysses plasma observations: The first polar pass. *Geophys. Res. Lett.*, 1995, **22**(23):3 309—3 311
- [2] Deng Lingyun, Wang Jingfang *et al.* Single-fluid 2D magnetohydrodynamic simulation of solar wind structure in comparison to ulysses observations. *Wuhan Univ. J. Nat. Sci.*, 2000, **5**(4):447—450
- [3] Grall *et al.* Rapid acceleration of the polar solar wind. *Nature*, 1996, **379**:429—432
- [4] Leer E, Holzer T E. Energie addition in the solar wind. *J. Geophys. Res.*, 1980, **85**(A9):4681—4688
- [5] Leer E, Holzer T E, Fla T. Acceleration of the solar wind. *Space Sci. Rev.*, 1982, **33**:161—200
- [6] McComas D J *et al.* Solar wind observations over Ulysses' first full polar orbit. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**(A5):10 419—10 433
- [7] Wang A H, Wu S T. Global modal of the corona with heat and momentum addition. *J. Geophys. Res.*, 1998, **103**(A2):1913—1922

SINGLE FLUID 2D MAGNETOHYDRODYNAMIC SIMULATION OF SOLAR WIND STRUCTURE

XUE Jintao WANG Jingfang QIAN Xin DENG Xiaohua

(College of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430079)

Abstract

In this paper, single fluid 2D MagnetoHydroDynamic (MHD) equations with a momentum addition is used to simulate the solar wind structure on the meridian plane. With the comparison between the simulation results and observations by Ulysses, it is found that the form and deposited location of the momentum addition have great effect on solar wind velocity and density far away from the Sun. An appropriate momentum addition is adopted to calculate the solar wind velocity and density and obtained similar results with the Ulysses observations. It is found that the acceleration process simulated near the Sun agrees well with the data observed. The momentum addition should be deposited on 3.5—10 solar radii as a conclusion of the paper, and the result provides some clues for the problem of the solar wind acceleration mechanism.

Key words Solar wind, MHD simulation, Momentum addition