

黄福成. CME 和冕流结构相互作用机制的数值模拟研究. 地球物理学报, 2005, 48(1): 13~18

Huang F. C. A numerical simulation study on the mechanism of interaction between CME and helmet streamer. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2005, 48(1): 13~18

CME 和冕流结构相互作用机制的数值模拟研究

黄福成^{1, 2}

1 中国科学院空间天气学实验室, 北京 100080

2 中国科学院研究生院, 北京 100039

摘 要 1980 年 4 月 14 日 SMM 卫星曾经观测到了爆发在两冕流结构之间开放磁场中的 CME 独特的传播特征以及冕流结构的畸变和偏转. 本文采用了 2.5 维 MHD 方程, 用数值模拟方法研究了 CME 和冕流结构之间复杂的相互作用过程. 模拟结果不但展现了 SMM 卫星所观测到的 CME 的独特的传播特征和冕流结构的畸变和偏转, 而且还发现了在冕流结构和 CME 的相互作用中, 冕流结构内部轴向磁场分量的反转效应. 模拟结果对磁云和磁暴活动的研究也具有一定的意义.

关键词 日冕物质抛射 冕流结构 相互作用 数值模拟

文章编号 0001-5733(2005)01-0013-06 中图分类号 P353 收稿日期 2004-04-30, 2004-09-23 收修定稿

A numerical simulation study on the mechanism of interaction between CME and helmet streamer

HUANG Fu-Cheng^{1, 2}

1 Key Laboratory for Space Weather, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China

2 Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China

Abstract On April 14, 1980, the spacecraft SMM observed the characteristic propagating of the CME eruption in the open magnetic field between two helmet streamers, and the distortion and deflection of the helmet streamer. In this paper, by using the 2.5-dimension MHD equations, the complicated process of the interaction between the CME and helmet streamer is studied through numerical simulation. The simulation result shows the characteristic propagating of this kind of CME, the distortion and deflection of the helmet streamer observed by spacecraft SMM, as well as the inverse effect of the axial component of the magnetic field inside the helmet streamer. This simulation result is also helpful for the study on the magnetic cloud and magnetic storm.

Key words Coronal mass ejections, Helmet streamer, Interaction, Numerical simulation.

1 引 言

CME 在传播过程中和冕流结构存在非常复杂的相互作用. Vennerstroem^[1] 和 Suess et al.^[2] 对 OMNI 数据库里 1965~1997 年期间的 CME 和相应的磁暴观测数据进行的统计研究结果表明, 有一半左右的

磁暴活动找不到直接的太阳活动扰动源. 这表明行星际空间中各种流场的相互作用也是磁暴活动的重要扰动源. 冕流结构是行星际空间中比较特殊的太阳风结构, 其内部包含着互相平行而方向相反的磁场的交界线 (俗称磁场的中性线) 以及太阳风低速流, 磁场梯度很大^[1,3]. 在太阳峰年太阳活动频繁, 太阳日冕区分布着很多冕流结构. SMM 卫星观测资料

基金项目 国家自然科学基金项目 (40336053) 资助.

作者简介 黄福成, 男, 1965 年生, 2002 年于中国科学院空间中心空间物理学硕士毕业, 在读博士研究生, 主要从事行星际扰动传播 MHD 数值模拟方面的研究. E-mail: fchuang@spaceweather.ac.cn

的统计结果表明,太阳峰年爆发的 CME 在纬度方向的平均宽度明显大于其他年份的值^[4]. Low^[5] 和 Linker et al.^[5] 认为 CME 的爆发与太阳表面附近的冕流结构有很大的关系. Odstrcil et al.^[7~9] 指出 CME 的爆发和太阳表面的磁场紧密相关.

日球电流片是太阳日冕区的冕流结构在行星际空间的延伸,行星际空间中传播的激波和日球电流片之间也存在这种相互作用. 魏奉思等^[10] 对激波在行星际空间中的传播特性进行的统计研究结果发现,行星际激波的传播会向日球电流片一侧偏转. MHD 数值模拟结果^[3] 表明,日球电流片内的低速流是行星际激波向电流片一侧偏转的主要原因. 也证实了行星际激波的这种偏转效应.

1980 年 4 月 14 日 SMM 卫星观测到了爆发在两冕流结构间开放磁场中的 CME (图 1), 其传播特点不同于一般的 CME. 针对在两冕流结构间爆发的 CME, 章公亮^[11,12] 用拟合函数的方法对它的几何特征进行过理论研究, 研究结果发现这类 CME 在冕流结构间传播时横向膨胀非常明显. 李枫林等^[13,14] 用二维的 MHD 方程对这类 CME 进行过数值模拟研究. 这些研究结果揭示了 CME 和冕流结构之间相互作用的某些特征. 本文将用二维三分量的 MHD 方程

对爆发在两冕流结构之间的 CME 进行数值模拟研究, 以便能更真实地揭示这类 CME 和冕流结构的相互作用规律.

2 事件的观测特征

图 1 给出了 1980 年 4 月 14 日 04:49~08:47UT 时段内 SMM 卫星所观测到的 CME, 从中能看出爆发在两冕流结构间开放磁场中的 CME 在日冕区的传播特征^[11,12]. 图 1a 时的 CME 还处于两个冕流结构之间; 图 1b 中的 CME 外环刚好超过冕流结构的顶端. 图 1(c, d) 是 CME 超过两旁的冕流结构所在的高度后的传播情况. 这类 CME 和一般的 CME 的传播特征具有明显的差距: CME 的暗腔是一个环状, 外部成扁平状; 当 CME 位于两冕流结构之间时, 横向膨胀明显; 而当 CME 超过冕流结构所在的高度时, 主要是径向膨胀, 横向膨胀很小; 在 CME 向外传播的过程中, 其底部两侧连接在冕流结构上而基本不动; 在这段时间内, CME 外环的平均速度是 409km/s, 内环暗腔的平均速度是 353km/s. 另一方面, 冕流结构也会在 CME 的作用下而发生显著的变化, 比如膨胀、偏转等等.

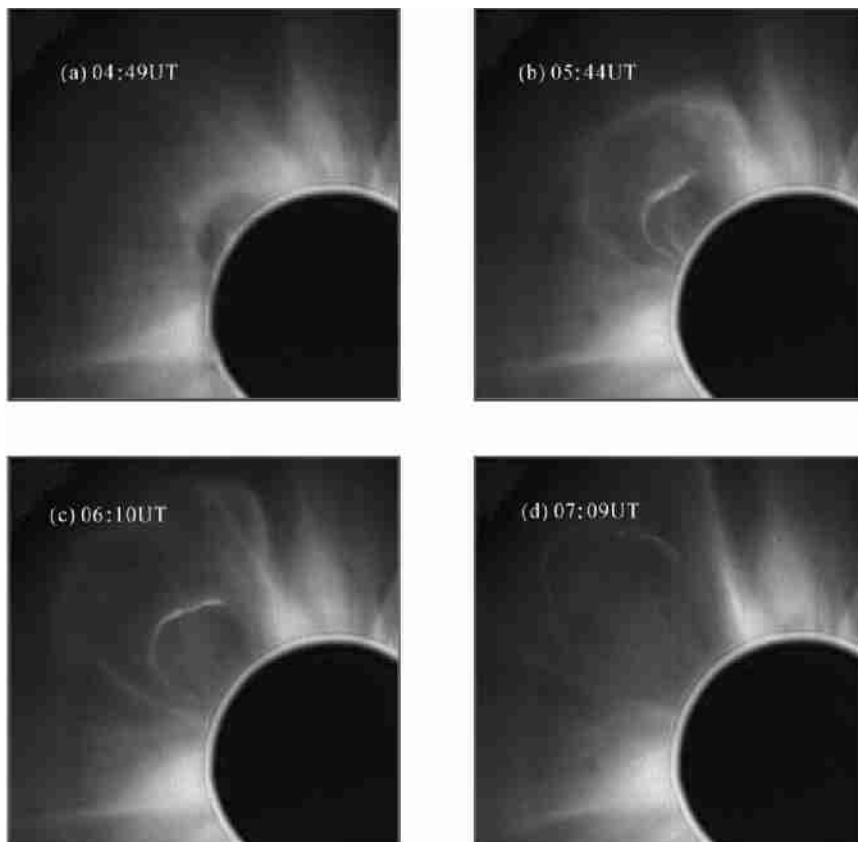


图 1 1980 年 4 月 14 日 SMM 卫星所观测到的爆发在两冕流结构之间开放磁场中的 CME

Fig. 1 CME eruption in the open magnetic field between two helmet streamers observed by the spacecraft SMM on April 14, 1980

3 数值模拟方法

3.1 背景场的确定

3.1.1 太阳风流场的初始值

在太阳风扰动传播的 MHD 数值模拟中,磁场的初始值可以由无力场方程和磁场的散度等于零的条件进行构造^[15]:

$$(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0, \tag{1}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \tag{2}$$

根据方程(2)可令:

$$\mathbf{B} = \nabla \psi, \tag{3}$$

从无力场方程(1)和(3)式可以得到:

$$\begin{aligned} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} &= (\nabla \times \nabla \psi) \times (\nabla \psi) \\ &= [(\nabla \times \nabla \psi) \cdot \nabla \psi] \nabla \psi \\ &\quad - [(\nabla \times \nabla \psi) \cdot \nabla \psi] \nabla \psi = 0. \end{aligned}$$

当磁场不为零时, $\nabla \psi$ 和 $\nabla \psi \cdot \nabla \psi$ 都不为零,而且也不平行,因此它们的系数必须为零:

$$(\nabla \times \nabla \psi) \cdot \nabla \psi = 0, (\nabla \times \nabla \psi) \cdot \nabla \psi = 0, \tag{4}$$

将(3)式代入(4)式可以得到:

$$\begin{aligned} &\cdot [\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + (\nabla \cdot \nabla \psi)] \\ &- (\nabla \cdot \nabla \psi) \frac{\partial \psi}{\partial r} = 0, \\ &\cdot [\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + (\nabla \cdot \nabla \psi)] \\ &- (\nabla \cdot \nabla \psi) \frac{\partial \psi}{\partial r} = 0, \end{aligned} \tag{5}$$

为了使问题简化,这里考虑二维三分量的对称情况,可假设 ψ 只是 r 和 θ 的函数,而 ψ 是 r 、 θ 和 ϕ 的函数, ψ 和 ϕ 之间的关系为 $\psi = \psi(r, \theta, \phi)$,这样(5)式中的 ψ 就是:

$$\psi = \frac{1}{r \sin \theta} e^{\phi}, \tag{6}$$

求出函数 ψ 后,利用(3)式就可以求出磁场的各分量:

$$\begin{aligned} B_r &= \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \\ B_\theta &= -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, \end{aligned} \tag{7}$$

$$B_\phi = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial r} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial \theta},$$

在(7)式中,子午面内的磁场位形由函数 ψ 决定,而 B_ϕ 则由函数 ψ 和 ψ 共同决定. r 表示太阳坐标系中的径向距离, θ 为纬度, ϕ 为经度, \mathbf{e}_ϕ 为经度方向的单位矢量.

ψ 和 ψ 在 $r = R_s$ (R_s 为太阳半径)边界上的边界条件为

$$\psi = -B_0 \sin^2 \theta \cos \phi,$$

$$= \left[\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{4} \right)^2 - \frac{1}{4} \right] \sin^2 \theta, \tag{8}$$

其中的 $B_0 = 1.58 \times 10^{-4} \text{ T}$.

采用松弛迭代法求解方程(5)和边界条件(8)可得到 ψ 和 ψ 的分布,然后应用(7)式可以求出磁场的三个分量.把所得磁场值作为 MHD 方程磁场的初始值,太阳风等离子体的速度、温度和密度的初始值采用了太阳风 Parker 解.

3.1.2 太阳风的背景场

计算太阳风背景场时所采用的边界条件如下:

内边界取在日面上($r = R_s$):

$$T = T_0, \quad \rho = \rho_0$$

$$B_r = B_{r0}, \quad B_\theta = B_{\theta0}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = 0$$

其中, $T_0 = 2.0 \times 10^6 \text{ K}$, $\rho_0 = 3.34 \times 10^{-13} \text{ kg/m}^3$, B_{r0} , $B_{\theta0}$ 是 ψ 和 ψ 迭代出来后由(7)式分别给出的在内边界上的值, \mathbf{v} 和 \mathbf{B} 分别表示太阳风的速度矢量和磁场矢量.

在侧面边界上采用对称边界条件($\psi = 0$, $\psi = 0$)和周期边界条件($\phi = 0, 2\pi$),在外边界给出计算边界条件,采用线性外推.

计算采用球坐标系,计算域: $R_s \leq r \leq 19 R_s, 0 \leq \theta \leq \pi, 0 \leq \phi \leq 2\pi$. 计算网格 $40 \times 42 \times 42$,在径向采用非均匀网格,在 $r < R_s$ 时, $\Delta r = r$;而当 $r \geq R_s$ 时, $\Delta r = R_s$. 其余两个方向上采用均匀网格.

计算格式采用 MacCormack 型格式,运用 MHD 方程采用时间演化方法得到了太阳风背景场.图 2(a, b)分别给出了子午面内磁力线图和 $r = R_s$ 处磁场 B_ϕ 分量随纬度 θ 变化的关系图.图 2(c, d)分别给出了稳定的太阳风背景场的 ψ 值分布和等离子体密度的等值线.在太阳表面, $\theta = 90^\circ$ 处的 ψ 值为 0.5 ,等离子体密度为 $3.34 \times 10^{-13} \text{ kg/m}^3$,温度为 $2.0 \times 10^6 \text{ K}$.

计算格式采用 MacCormack 型格式,运用 MHD 方程采用时间演化方法得到了太阳风背景场.图 2(a, b)分别给出了子午面内磁力线图和 $r = R_s$ 处磁场 B_ϕ 分量随纬度 θ 变化的关系图.图 2(c, d)分别给出了稳定的太阳风背景场的 ψ 值分布和等离子体密度的等值线.在太阳表面, $\theta = 90^\circ$ 处的 ψ 值为 0.5 ,等离子体密度为 $3.34 \times 10^{-13} \text{ kg/m}^3$,温度为 $2.0 \times 10^6 \text{ K}$.

3.2 加入扰动源

本文在两冕流结构之间的开放场中加入扰动,扰动方式采用热压驱动模式^[13,14].热压驱动模式包括扰动热压(速度、密度和温度)和扰动磁场(B_r 和 B_θ).扰动源的中心位置在内边界 $r = R_s, \theta = 90^\circ$ 处,扰动范围为 $\theta = 31.5^\circ, \phi = 36^\circ$.扰动幅度的空间分布:扰动幅度随 θ 的变化为 $\cos((\theta - \theta_0) \times 180^\circ)$,随 ϕ 的变化依此类推.扰动幅度的时间变化:扰动的总时间为 1200s,在 $0 < t < 100\text{s}$ 内,扰动幅度随时间线性增加;在 $100\text{s} < t < 1100\text{s}$ 内,扰动幅度保

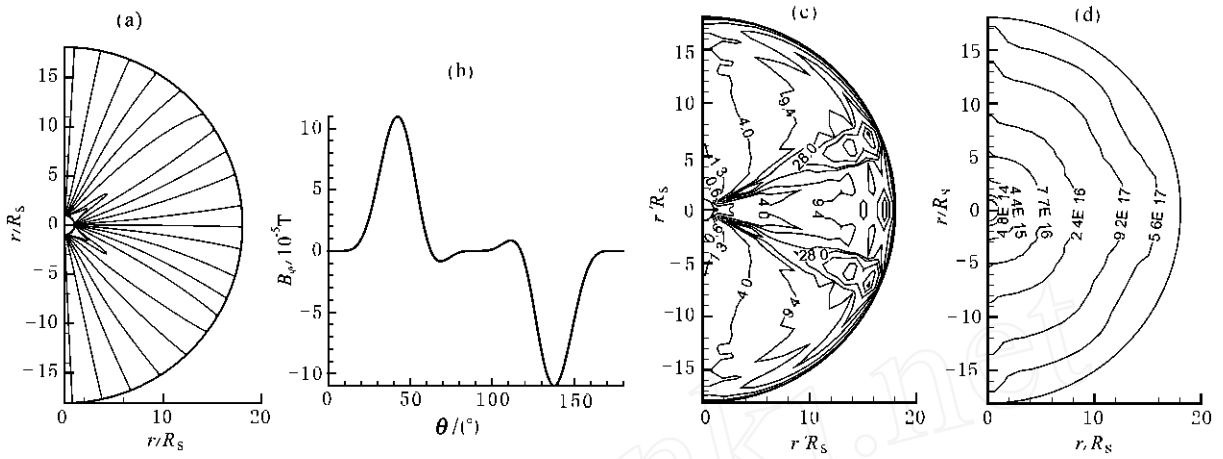


图 2 太阳风背景场

(a) 子午面内的磁力线图,背景场具有两个冕流结构;(b) $r = R_S$ 处 B_ϕ 分量随纬度的变化,在冕流结构内部 B_ϕ 分量具有最大值;(c) 值分布;(d) 等离子体的密度分布.

Fig. 2 Background magnetic field of the solar wind

(a) Magnetic-field-line chart in the meridian plane, with two helmet streamer in it; (b) Component B_ϕ varying with the latitude at $r = R_S$, with its maximum at the site where the helmet streamer exists; (c) distribution; (d) Plasma density contours.

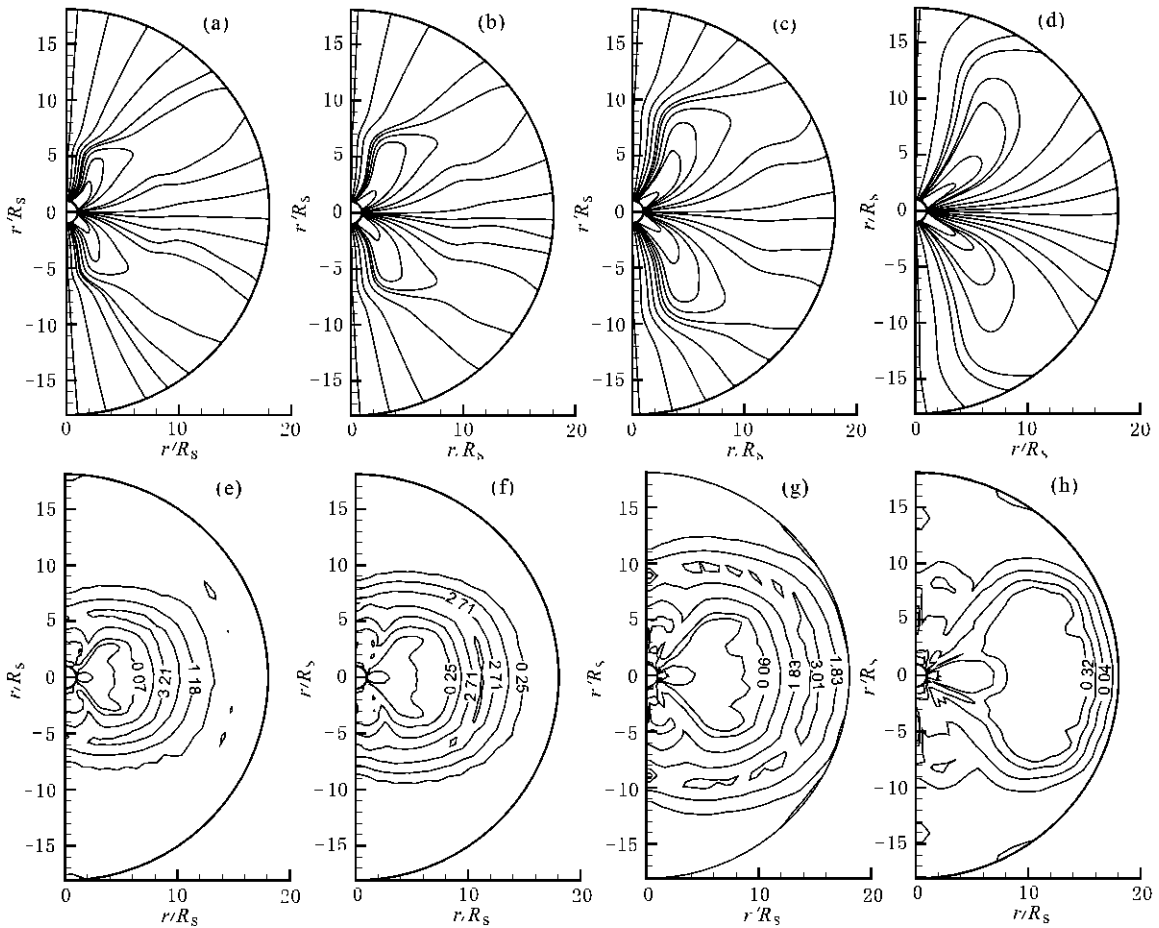


图 3 扰动加入后的磁力线图(a~d)和等离子体的相对密度等值线图(e~h)

(a, e) 2h; (b, f) 3h; (c, g) 4h; (d, h) 6h.

Fig. 3 Magnetic field line chart (a~d) and contours (e~h) of the relative density of the plasma after the disturbance is added

持不变;在 $1100s < t < 1200s$ 内扰动幅度随时间线性减小. 扰动幅度的最大值大致为背景场中对应值的 8 倍左右.

4 数值模拟结果及讨论

4.1 CME 的传播特征以及冕流结构的膨胀和偏转

图 3 给出了扰动加入后磁场的磁力线图和等离子体相对密度的等值线图. 由图可见,开放磁场中爆发的 CME 和冕流结构的相互作用不仅使 CME 的横向膨胀加剧,而且还使冕流结构膨胀,并且向外侧偏转. 等离子体相对密度的等值线有以下特点:环状结构外层呈扁平状,环状结构的横向膨胀较大;底部在扰动向外传播的过程中基本上保持不变. 从相对密度的等值线大致可估计出 CME 在这段时间内外环的平均速度大致为 415.6km/s ,内环暗腔的平均速度大致为 359.2km/s ,数值模拟结果和 1980 年 4 月 14 日 SMM 卫星观测到的 CME 的传播特征基本上

相符.

4.2 冕流结构内部的磁场变化

图 4 表示的是位于 $4.2R_S$ 处磁场的 B_ϕ 分量随纬度的变化情况. 磁场方面的扰动加在 B_r 或者 B_θ 上, B_ϕ 分量没有加入扰动,磁场 B_ϕ 分量的变化特点能充分体现磁流体内在的运动规律. 从图中看出 B_ϕ 分量有以下特点:(1)在冕流结构内部有一个比较大的 B_ϕ 分量,而在开放磁场中 B_ϕ 分量比较小.(2)在开放磁场中 CME 的作用下,冕流结构向外侧偏转,同时 B_ϕ 分量的最大值也向外侧偏移.(3)在冕流结构的原位置, B_ϕ 分量的大小和方向都经历了很大的变化,在 CME 刚传播到该处时, B_ϕ 分量达到负的最大值;随着扰动的过去, B_ϕ 逐渐恢复到原来的方向,但其值比原来的值有所减小,也就是说冕流结构内部磁场的 B_ϕ 分量在 CME 的作用下大小和方向都发生了变化,而且作用越强烈, B_ϕ 分量偏离原平衡态的值也越大.

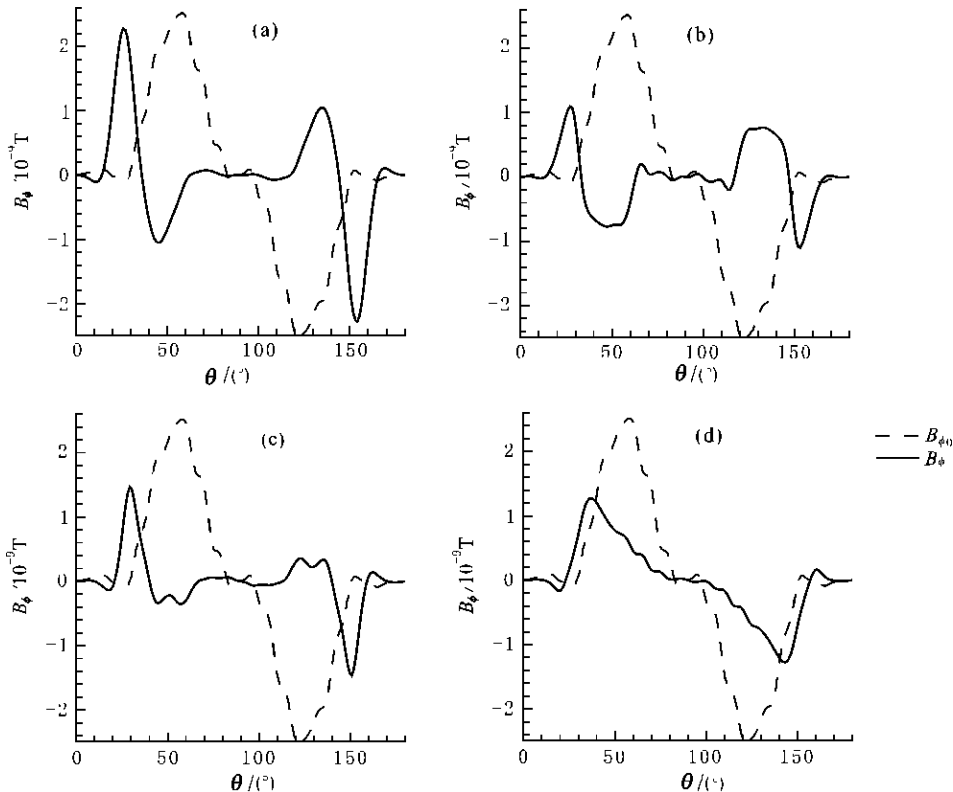


图 4 扰动加入 2h (a), 3h (b), 4h (c) 和 6h (d) 后磁场 B_ϕ 分量偏离平衡态的情况

Fig. 4 Situation of the component B_ϕ (a, b, c, d) of the magnetic field deviating from that of the equilibrium state respectively corresponding to 2h, 3h, 4h and 6h after the disturbance is added

在研究扰动和冕流结构相互作用的数值模拟中,扰动通常是加在冕流结构的内部^[6,7,16]. 通过加入扰动使冕流结构的稳定状态被破坏,从而模拟了

CME 的爆发和传播. 本文把扰动加在两个冕流结构之间的开放磁场中,研究了扰动和冕流结构的相互作用,并且和飞船 SMM 的观测结果进行了比较. 本

文的数值模拟结果还发现,爆发在两冕流结构间开放磁场中的 CME 和冕流结构发生相互作用,可使冕流结构内部磁场的轴向分量方向反转. Suess et al.^[2] 在飞船 Ulysses 上观测到冕流结构轴向磁场分量的反转,并指出阿尔芬波可能是造成磁场这种变化的原因.

5 模拟结果讨论

本文采用二维三分量的 MHD 方程对爆发在两冕流间开放磁场中的 CME 和冕流结构的相互作用进行了数值模拟研究,并且把模拟结果和飞船 SMM 的观测结果进行了对比. 模拟结果表明, CME 和冕流结构的相互作用使两冕流结构间发生的 CME 横向膨胀加剧,与观测结果基本上符合. 另外, CME 和冕流结构的相互作用还可以使冕流结构发生重要变化,使其内部封闭磁场的轴向分量方向反转. CME 和冕流结构之间的相互作用产生了许多复杂的物理现象,数值求解是研究这类问题的一个很好的方法,上述模拟结果还需要观测方面进一步的证实.

参考文献 (References)

- [1] Vennerstroem S. Interplanetary sources of magnetic storms: A statistical study. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**: 29175 ~ 29184
- [2] Suess S T, Bemporad A, Poletto G. A slow streamer blowout at the Sun and Ulysses. *J. Geophys. Res.*, 2004, **31**, L05801, doi: 10.1029/2003GL018895
- [3] Hu Y Q, Jia X Z. Interplanetary shock interaction with the heliospheric current sheet and its associated structures. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**: 29299 ~ 29304
- [4] Huandhausen A J. Sizes and locations of coronal mass ejections: SMM observations from 1980 and 1984 - 1989. *J. Geophys. Res.*, 1993, **98**: 13177 ~ 13200
- [5] Low B C. Coronal mass ejections, magnetic flux ropes, and solar magnetism. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**: 25141 ~ 25163
- [6] Linker J A, Lionello R, Mikić Z, et al. Magnetohydrodynamic modeling of prominence formation within a helmet streamer. *J. Geophys. Res.*, 2001, **106**: 25165 ~ 25175
- [7] Odstrcil D, Linker J A, Lionello R, et al. Merging of coronal and heliospheric numerical two-dimensional MHD models. *J. Geophys. Res.*, 2002, **107**: 1493, doi:10.1029/2002JA009334
- [8] Gibson S E, Low B C. Three-dimensional and twist: An MHD interpretation of our disk observational characteristics of coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.*, 2000, **105**: 18187 ~ 18202
- [9] Falconer D A, Moore R L, Gary G A. Correlation of the coronal mass ejection productivity of solar active regions with measures of their global nonpotentiality from vector magnetograms: Baseline results. *APJ*, 2002, **569**: 1016 ~ 1025
- [10] 魏奉思, 张剑红, 黄岁平. 在耀斑-电流片坐标系中——研究耀斑-激波的传播特性. *地球物理学报*, 1990, **33**(2): 125 ~ 134
- Wei F S, Zhang J H, Huang S P. In the flare-current sheet-Study the propagating characters of the flare-shock. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 1990, **33**(2): 125 ~ 134
- [11] 章公亮. 双向膨胀日冕抛射事件. *空间科学学报*, 1996, **15**(4): 1 ~ 6
- Zhang G L. Bidirectional bulging coronal ejection event. *Chin. J. Space Sci.* (in Chinese), 1996, **15**(4): 1 ~ 6
- [12] 章公亮. 两冕流间的对称径向膨胀日冕物质抛射事件. *空间科学学报*, 1995, **15**(4): 253 ~ 262
- Zhang G L. Symmetrical radial bulging coronal mass ejection event between two helmet streamers. *Chin. J. Space Sci.* (in Chinese), 1995, **15**(4): 253 ~ 262
- [13] 李枫林, 姜新英, 熊东辉. 两冕流间物质抛射的数值模拟. *空间科学学报*, 1999, **19**(4): 308 ~ 314
- Li F L, Jiang X Y, Xiong D H. Numerical simulation of the coronal mass ejection between two helmet streamers. *Chin. J. Space Sci.* (in Chinese), 1999, **19**(4): 308 ~ 314
- [14] 姜新英, 王敬芳, 熊东辉. 1980年5月5日 CME 的数值模拟研究. *中国科学(A 辑)*, 2000, **30**(增): 54 ~ 56
- Jiang X Y, Wang J F, Xiong D H. Numerical simulation of the CME on May 5, 1980. *Science in China (Series A)* (in Chinese), 2000, **30**(Suppl.): 54 ~ 56
- [15] Antiochos S K, DeVore R, Klimchuk J A. A Model for Solar Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, 2000, **510**: 485 ~ 493
- [16] Wu S T, Guo W P. A Self-Consistent Numerical Magnetohydrodynamic (MHD) Model of Helmet Streamer and Flux-Rope Interactions: Initiation and Propagation of Coronal Mass Ejections (CME). Washington D C: American Geophysical Union, 1997. 83 ~ 89