科学通报 2009 年 第 54 卷 第 24 期: 3864 ~ 3869
论 文 www.scichina.com csb.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE IN CHINA PRESS

运用一维流体太阳风模型预报行星际激波到达时间

张莹[①②] 陈静一[②], 冯学尚[②*]

① 中国科学院地质与地球物理研究所, 北京 100029;
② 中国科学院空间科学与应用研究中心, 空间天气学国家重点实验室, 北京 100190
* 联系人, E-mail: fengx@spaceweather.ac.cn

2009-04-11 收稿, 2009-08-11 接受
国家重点实验室专项基金、国家自然科学基金(批准号: 40890162, 40874078, 40536029 和 40523006)、国家重点基础研究发展计划(编号: 2006CB806304)和公益性行业(气象)科研专项经费项目(编号: GYHY200806024)资助

摘要 基于一维流体太阳风模型, 建立了一个行星际激波扰动传播模型(1D-HD 模型), 用来预报行星际激波到达时间. 利用 1997 年 2 月到 2000 年 10 月间的 68 个激波事件, 对激波到达地球轨道附近的传播时间进行了预测, 并将结果与 STOA, ISPM 以及 HAFv.2 模型所得结果进行了比较. 1D-HD 模型给出的相对误差<10%的事件占 31%, <30%的事件占 75%, <50%的事件占 84%. 与 STOA, ISPM 和 HAFv.2 模型相比, 对于相同的样本事件来说, 1D-HD 模型给出的误差都不大于其他模型, 从而显示了该模型在空间天气实时预报中所具有的潜力.

关键词
行星际激波
扰动传播模型
到达时间的预测

太阳活动是空间天气的主要驱动源, 对日地空间环境具有举足轻重的影响. 众所周知, 瞬时太阳爆发活动, 如太阳耀斑、Ⅱ型射电暴、暗条爆发以及日冕物质抛射(CMEs)等是造成强烈行星际激波以及非重现性地磁扰动的太阳源. 在太阳风等离子体中, 与 CME、耀斑以及流与流相互作用等相联系的行星际激波被视为太阳扰动在行星际空间的表现形式之一, 并且激波到达地球轨道通常对应于地磁暴的急始, 是相应地磁扰动开始的标志. 因而如何基于太阳爆发活动在近太阳的观测来预报相应行星际激波到达地球轨道的时间是空间天气研究与预报中一个重要方面. 国内外已发展了很多激波到达时间的预报模式. 其中, "激波到达时间(STOA)"、"行星际激波传播(ISPM)"和"太阳风运动学模型(HAFv.2)"作为美国空间环境中心(NOAA/SEC)空间天气"Fearless Forecast"预报模式实时运行于网上, 并积累了大量的观测事件.

STOA 模型[1,2]基于点源爆炸波的自相似理论, 并采用活塞驱动的概念修正的理论模型. ISPM 模型[3,4]是基于 2.5 维 MHD 数值模拟的参数化研究. 按照这一模型, 一旦知道了太阳爆发事件释放到太阳风中的能量和爆发源区位置, 那么相应激波传播到 1 AU 的时间以及到达 1 AU 时的激波强度都可以通过代数方程组求解得到. HAFv.2[5,6]是一个模拟大尺度太阳风结构和行星际扰动传播的"修改运动学"模型, 它描述了太阳风从非均匀的太阳表面流向行星际的过程, 并考虑了多个激波的追赶/相互作用过程以及背景流动的非均匀性. 统计研究表明[6~8], 上述模型有关激波到达时间的预报精度基本相当, 对大量事件给出的平均误差一般在 12 h 左右.

本文基于一维流体力学扰动方程建立起一个激波扰动的传播模型, 给出一种处理激波从太阳传播至地球轨道附近(1 AU 处)的所需时间的一般解. 这种简化的一维流体(1D-HD)数值模型能较好地反映

引用格式: 张莹, 陈静一, 冯学尚. 运用一维流体太阳风模型预报行星际激波到达时间. 科学通报, 2009, 54: 3864~3869
Zhang Y, Chen J Y, Feng X S. Predicting the shock arrival time using 1D-HD solar wind model. Chinese Sci Bull, doi: 10.1007/s11434-009-0610-8

扰动在行星际空间传播的最基本的物理图像. 本文利用1997年2月到2000年10月间的68个激波事件, 对激波到达地球轨道附近的传播时间进行了预测, 并将结果与STOA, ISPM以及HAFv.2模型所得结果进行了比较.

1 模型简介

1.1 一维时变流体力学方程组

一维球对称的绝热太阳风的流体力学方程组[9]为

$$\begin{cases}\dfrac{\partial \rho}{\partial t}+v\dfrac{\partial \rho}{\partial r}+\rho\dfrac{\partial v}{\partial r}+\dfrac{2\rho v}{r}=0,\\ \dfrac{\partial v}{\partial t}+v\dfrac{\partial v}{\partial r}+\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial r}+\dfrac{GM_s}{r^2}=0,\\ \left(\dfrac{\partial p}{\partial t}+v\dfrac{\partial p}{\partial r}\right)+a^2\left(\rho\dfrac{\partial v}{\partial r}+\dfrac{2\rho v}{r}\right)=0,\end{cases} \tag{1}$$

其中, ρ 为密度, v 为径向速度, p 为热压强, a 为局地声速($a^2=\gamma p/\rho$, γ 为多方指数), G 为万有引力常数, M_s 为太阳质量.

在日球层坐标系中, V_φ 和 B_φ 均为 0, 由磁通量守恒, 径向磁场大小满足: $B_r=1/r^2$. 我们对物理量 ρ, v, B, p, t, r 以 ρ_0, v_0, B_0, p_0, τ_A, R_s 归一化, 下角标 0 表示日面各参数的值, 特征 Alfvén 时间 $\tau_A=R_s/V_A$, 特征 Alfvén 速度 $V_A=|B_0|/\sqrt{4\pi\rho_0}$, 太阳半径 R_s, 可得:

$$\begin{cases}\dfrac{\partial \rho}{\partial t}+\dfrac{\partial(\rho v)}{\partial r}+\dfrac{2\rho v}{r}=0,\\ \dfrac{\partial v}{\partial t}+\dfrac{\partial}{\partial r}\left(\dfrac{v^2}{2}\right)+\dfrac{\beta}{2\rho}\dfrac{\partial p}{\partial r}+\dfrac{\alpha}{r^2}=0,\\ \dfrac{\partial p}{\partial t}+v\dfrac{\partial p}{\partial r}+\gamma p\dfrac{\partial v}{\partial r}+\gamma\dfrac{2pv}{r}=0,\end{cases} \tag{2}$$

其中等离子体热压与磁压的比值 $\beta=8\pi p_0/B_0^2$, 引力加速度以太阳表面的引力常数 g 归一化. 方程组(2)保证了质量、动量、能量的守恒, 决定了发生在日面的速度扰动在行星际空间传播的物理过程.

1.2 数值网格的生成

在一维情况下, 我们只考虑参数径向的变化. 为了获得较好的时空分辨率, 我们把 1~216 R_s 这一计算范围(即从日面到地球附近的 1 AU 处)分为如下的两个区域: 1~20 R_s (区域 1)和 20~216 R_s (区域 2). 区域 1 是激波在行星际空间传播最初造成影响的区域. 为了获得较好的计算分辨率, 区域 1 采用非均匀的网格: $r(i)=(1+0.05)^{i-1}$; 区域 2 采用均匀网格: $r(i)=r(i-1)+0.5$.

当空间网格确定下来之后, 为了保证计算的稳定性, 时间步长受到了 Courant 条件的约束, 有一个上限: $\Delta t=0.8\times\Delta r/C_f$. 其中, Δr 为空间步长, C_f 是局地声速和特征 Alfvén 速度之中较大的一个.

1.3 边界条件的确定

为了获得初始背景太阳风的Parker解, 我们必须获得边界的速度、密度和压强(温度可以由 $p=2R\rho T$ 确定, R 为气体常数, 考虑了电子对压强的贡献), 再由边界条件根据差分方程进行迭代, 得到背景太阳风各个空间节点上的参数值.

边界条件可以选取内边界(日面)条件或外边界(1 AU 处)条件. 在此模型中, 我们选取外边界条件. 因为如果选取内边界(日面)开始迭代, 就需要在日面参数的允许范围内手动调节, 以便迭代得出的 1 AU 处各参数值和观测结果能较好吻合. 调节的任意性也会影响了模型的评测. 但是若从外边界开始迭代, 则省去了手动调节, 当测试事件数量比较多时, 则可以节省了大量时间, 且模拟采用的 1 AU 处太阳风部分甚至全部参数可以与观测精确吻合.

为了简单起见, 我们只采用了观测数据中 1 AU 处背景太阳风速度 V_{sw}. 为了增加程序的稳定性, 并结合卫星实际观测, 当背景太阳风速度小于 500 km/s 时, 我们将 1 AU 处的粒子数密度定为 18 cm^{-3}, 否则定为 9 cm^{-3}. 设 1 AU 处的温度为 T_{au}, 根据流体力学方程组(1), 在稳态的情况下, T_{au}, V_{sw} 满足约束关系:

$$U_{au}^2+\frac{\gamma}{\gamma-1}-H-\frac{\mu}{\gamma-1}\left(\frac{4}{H}\right)^{\frac{4(\gamma-1)}{\mu}}\left(\frac{\gamma}{2}\right)^{\frac{2}{\mu}}U_{au}^{\frac{2(\gamma-1)}{\mu}}=0, \tag{3}$$

其中 $H=\dfrac{GM_s}{R_sRT_{au}}$, $U_{au}^2=\dfrac{\rho_{au}V_{sw}^2}{2p_{au}}$, $\mu=5-3\gamma$. 当 1 AU 处速度由观测给定时, 可以通过牛顿迭代法求解方程(3), 来唯一地确定 1 AU 处的温度.

1.4 初态背景太阳风的获得

在求解方程组(2)之前, 必须先解析推导并数值求出 Parker 解, 作为系统的初始状态. 我们假定背景太阳风是方程组(2)的稳态解, 系统不随时间变化,

则有 $\partial/\partial t=0$，将这一条件代入方程组(2)，化简可得无量纲的一维背景太阳风的稳态方程:

$$\begin{cases} v\dfrac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}r}+\dfrac{\beta}{2}\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}r}+\dfrac{\alpha}{r^2}=0, \\ \rho v r^2=const=C_1, \\ p\rho^{-\gamma}=const=C_2, \end{cases} \tag{4}$$

由方程组(4)，可以得到:

$$v\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}r}\left(1-\frac{a^2}{v^2}\right)=\frac{2a^2}{r}-\frac{\alpha}{r^2}, \tag{5}$$

其中，$a^2=\beta\gamma p/2\rho$，是经过归一化的局地声速.

由(5)式可知，临界点在 $\mathrm{d}v/\mathrm{d}r=0$ 的位置，在这里太阳风从亚声速变为超声速. 这时有

$$r=r_c=\frac{\alpha}{2a_c^2},$$

$$v_c^2=a_c^2=\frac{\beta\gamma}{2}\frac{p_c}{\rho_c}.$$

整理(5)式:

$$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}r}=\frac{\dfrac{2a^2}{r}-\dfrac{\alpha}{r^2}}{v\left(1-\dfrac{a^2}{v^2}\right)}, \tag{6}$$

其中 $a^2=\dfrac{\beta\gamma}{2}\dfrac{p}{\rho}=\dfrac{\beta\gamma}{2}C_2C_1^{\gamma-1}(vr^2)^{1-\gamma}$. 考虑临界点的处理，并把(6)式在给定边界条件的情况下进行迭代，即可得到背景太阳风速度和 r 的关系.

1.5 太阳瞬时事件的模拟

当太阳瞬时事件，如耀斑、日冕物质抛射等爆发时，将在源表面的背景太阳风速度叠加上扰动产生的高速流，这一高速流向行星际空间传播，可以形成观测到的行星际瞬变激波. 参照 HAF 模型[5,10]，我们同样认为，太阳瞬时事件活动源中心处速度 V 随时间 t 按规律 $V(t)=V_s(t/\tau)\exp(1-t/\tau)$ 变化，其中 V_s 为爆发活动的最大速度，即初始激波速度，由Ⅱ型射电暴估计得到；τ 为激波持续时间，可由软 X 射线流量观测得到.

用数值方法求解常微分方程(5)以后，我们便获得了稳态的 Parker 解. 把这个稳态背景太阳风作为方程组(2)的初态，选取适当的数值格式，这里我们采用的是 Roe 格式[11]，即可以求解偏微分方程组(2). 在没有扰动的情况下，方程组(2)的演化应该是稳态的，在日面加入太阳瞬时事件的扰动后，即可以得到扰动在行星际传播的一维演化.

1.6 激波到达的判据

借鉴 HAF 模型的方法，我们通过引入 L1 点的激波强度指数($SSI=\log(\Delta P/P_{\min})$)，来判断激波是否到达地球以及确定其到达时间[5,6]，其中，P 为动压，ΔP 为连续时间步的动压变化，$P_{\min}$ 为所有时间步中的动压的最小值. 经过程序测试，当 $SSI>-0.4$，可以认为激波能到达地球.

2 预报结果

由前述可知，行星际激波传播到 1 AU 处所需要的时间是由初始激波速度(V_s)、持续时间(τ)和背景太阳风速度(V_{sw})三者共同决定. 图 1(a)给出了在不同背景太阳风速度的条件下，激波到达地球轨道的渡越时间随激波初始速度的变化. 可以看出，渡越时间(T)随激波初始速度的增高而下降，并且背景太阳风速度越小，这种变化趋势越明显，背景太阳风速度的增加会削弱渡越时间对激波初始速度的依赖关系. 图 1(b)则给出相应于不同的持续时间，激波传播到地球的渡越时间随初始激波速度的变化. 图中渡越时间随太阳风速度的增加而下降，且在初始激波速度相同的情况下，激波的持续时间越长，其渡越时间就越短.

我们将通过一定数量样本事件来考察误差的分布规律，分析 1D-HD 扰动传播模型在描述实际激波传播问题时的优点与不足之处，并进行修正. 我们搜集了 1997 年 2 月至 2000 年 10 月期间(第 23 太阳活动周的上升相)68 个到达地球的太阳耀斑-行星际激波事件[6]. 由于本文只关注激波到达时间的预报，因此在同一时期内，那些只有太阳爆发活动、相应激波未到达地球的事件不作为这里的样本事件，还有一些事件中耀斑与激波并非一一对应关系，这些事件也被排除样本之外. 对于这 68 个样本事件，我们需要的观测参数有: 初始激波速度(Ⅱ型射电暴估计)、持续时间(软 X 射线流量观测)、背景太阳风速度以及相应行星际激波到达 L1 点的时间等.

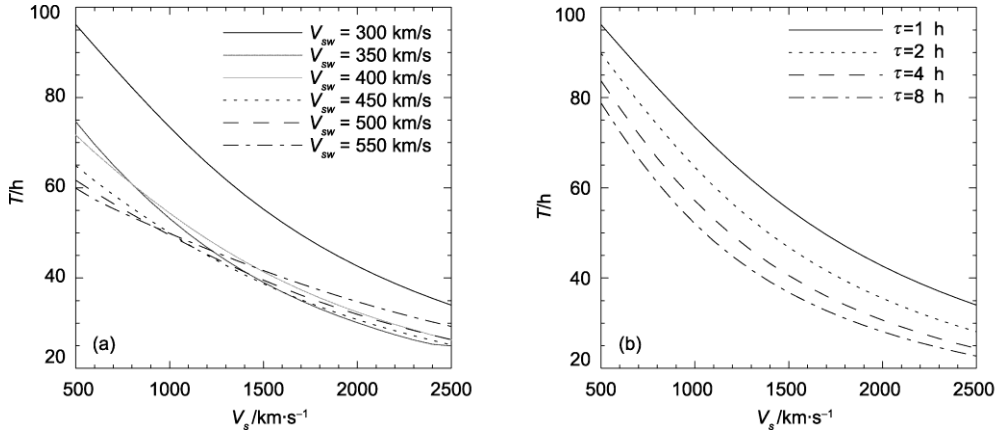

图 1

(a) 不同的扰动持续时间(τ)下，激波到达地球轨道的渡越时间(T)随激波初始速度(V_s)的变化; (b) 不同背景太阳风速度(V_{sw})下，激波到达地球轨道的渡越时间(T)随激波初始速度(V_s)的变化

对于 68 个样本事件的初始激波速度、持续时间以及背景太阳风速度作为输入参数，利用1D-HD模型计算出每一事件的激波渡越时间的原始预报值，并算出原始预报值与观测之间的误差 $\Delta T_{HD} = T_{HD} - T_o$，这里 T_o 为到达时间的实际观测值，T_{HD} 为 1D-HD 模型原始预报值，ΔT_{HD} 为其误差. 我们考察实际观测的激波渡越时间 T_o 相应于模型的原始预报值 T_{HD} 的分布(如图 2). 图中实线表示实际观测的激波渡越时间 T_o 关于模型的原始预报值 T_{HD} 的线性拟合 $T_o = 29.554 + 0.567 \times T_{HD}$. 其拟合结果与理想拟合结果(虚线)并不是十分接近，造成 1D-HD 模型在描述实际激波传播中存在不足的原因可能有很多方面. 首先，该模型是没有考虑瞬时事件爆发的所在位置对激波渡越时间的影响; 其次，该模型的输入参数: 初始激波速度 V_s，对于激波到达时间的预报的影响较大，而且它是由Ⅱ型射电暴估计得到的，本身就存在着一定误差; 再者，背景太阳风的速度对激波到达时间也有较大影响[12,13]，而该模型是球对称模型，未能体现实际太阳风的非均匀性，利用现有模型很难对每个事件都能给出一个较为真实的背景场. Heinemann[14]的研究表明，如果不考虑背景太阳风中小尺度的不均匀性(<<1 AU)，则相应到达时间预报的误差一般会在 9~15 h. 鉴于前面所述的原因，我们将如下修正后的结果作为 1D-HD 模型预报的激波渡越时间: $T'_{HD} = 29.554 + 0.567 \times T_{HD}$，其中，$T'_{HD}$ 为 1D-HD 模型修正后的预报值.

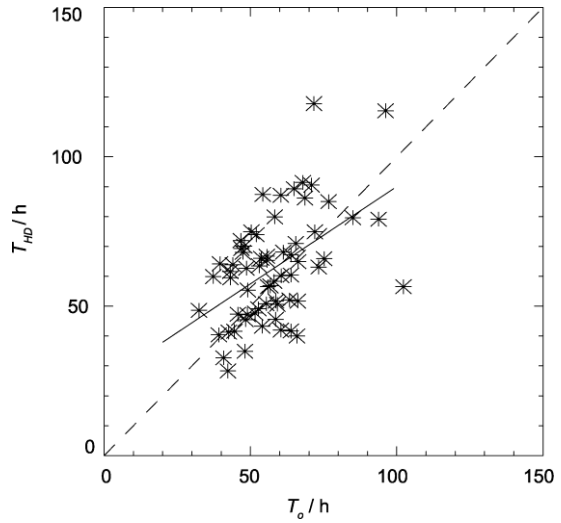

图 2　实际观测的激波渡越时间 T_o 相应于模型的试验预报值 T_{HD} 的分布

实线表示两者之间的线性拟合

结果表明，对 68 个样本事件 1D-HD 模型给出的平均绝对值误差 $\overline{|\Delta T|}$ 修正前的结果为 13.43 h，修正后则为 12.75 h，可以看出，其预报结果经过修正得到了明显改善. 对于 STOA 模型，相应平均绝对值误差为 14.09 h; 与之类似，对于 ISPM 模型，其平均绝对值误差为 13.87 h; 对于 HAFv.2 模型，其平均绝对值误差为 14.10 h. 表 1 给出对于同样的事件，1D-HD 模型 分别与 STOA, ISPM 和 HAFv.2 预报的平均绝对值误差对比. 可以看出，就到达时间预报的精度而言，这些模型是相当的，我们的 1D-HD 模型的预报误差均不大于其他 3 个模型.

表 1 STOA, ISPM, HAFv.2 与 1D-HD 模型预报时间的平均绝对值误差的比较

	平均绝对值误差/h
STOA	14.09
ISPM	13.87
HAFv.2	14.10
1D-HD (原始值)	13.43
1D-HD (修正值)	12.75

如图 3 所示, 修正后, 1D-HD 模型频次分布的峰值位于误差为 0 附近, 随着误差的增大, 相应事件数目逐渐减小, 基本呈高斯分布. 这种预报误差正态分布的特征表明模型的理论基础考虑了激波传播物理过程的主要方面. 然而其他因素的影响, 如日冕密度分布、大尺度日球电流片位形、太阳风密度不均匀性等[15~17], 也会在很大程度上影响行星际激波的传播及到达地球的时间. 这些未考虑因素的存在, 使得模型预报的精度一般在 12 h 左右, 很难进一步提高.

预报的相对误差定义如下:

$$\sigma = \frac{|T_o - T_{pred}|}{T_o}$$

统计结果表明, 在全部 68 个事件中, 修正前 1D-HD 模型预报时间的相对误差 $\sigma \leqslant 10\%$的事件占 29%; $\sigma \leqslant 30\%$的事件占 66%; $\sigma \leqslant 50\%$的事件占 90%, 而修正后 1D-HD 模型预报相对误差$\sigma \leqslant 10\%$的事件则占 31%, $\sigma \leqslant 30\%$的事件占 75%; $\sigma \leqslant 50\%$的事件占 84%,

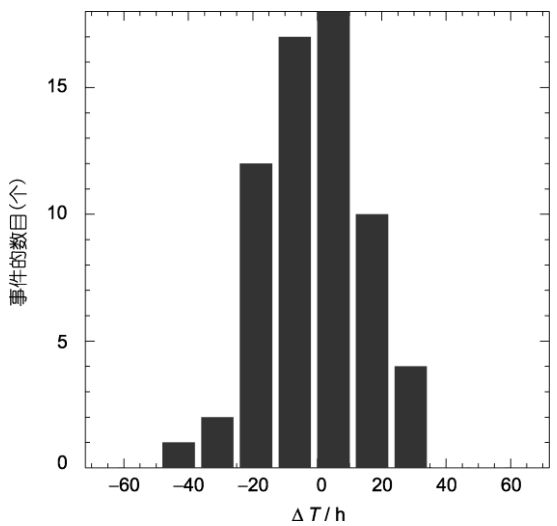

图 3 1D-HD 模型的预报误差频次分布

可以看出, 经过修正, 对于预报相对误差<50%的事件, 结果得到了明显改善. 对于 STOA 模型, $\sigma \leqslant 10\%$, 30%, 50%的事件分别占 24%, 63%和 78%. 类似地, 对于 ISPM 模型, $\sigma \leqslant 10\%$, 30%, 50%的事件分别占 21%, 50%和 59%. 对于 HAFv.2 模型, $\sigma \leqslant 10\%$, 30%, 50%的事件分别占 31%, 72%和 93%, 见表 2. 由表中数据可见, 对于预报的相对误差而言, 4 个模型的精度是基本相当的.

表 2 STOA, ISPM, HAFv.2 与 1D-HD 模型预报误差的比较

	事件所占百分比		
	$\sigma \leqslant 10\%$	$\sigma \leqslant 30\%$	$\sigma \leqslant 50\%$
STOA	24%	63%	78%
ISPM	21%	50%	59%
HAFv.2	31%	72%	93%
1D-HD (原始值)	29%	66%	90%
1D-HD (修订值)	31%	75%	84%

3 讨论

本文基于一维流体力学扰动方程建立起一个激波扰动的传播模型, 来预报激波到达时间. Gonzalez-Esparza 等人[18]曾经利用一维流体模型, 对 8 个不同的 CME 事件在两种不同的背景太阳风条件下进行模拟, 得到了一系列的统计结果, 这些结果表明: CME 的渡越时间不仅仅依赖于 CME 的初始速度, 而且还依赖于背景太阳风速度, 而且快速 CME (Vcme>1000 km/s)渡越时间依赖于 CME 初始激波速度的变化趋势较小, 故其预报准确率较高. 而我们的模型也得到了同样的结果: 行星际激波传播到 1 AU 处所需要的时间会受到初始激波速度和背景太阳风速度的影响, 并且在不同背景太阳风速度的条件下, 激波到达地球轨道的渡越时间随激波初始速度的变化也不同. 渡越时间随激波初始速度的增高而下降, 背景太阳风速度越小, 这种变化趋势越明显, 背景太阳风速度的增加会削弱渡越时间对激波初始速度的依赖关系.

利用 1997-02~2000-10 期间的 68 个太阳爆发-行星际激波事件, 将其作为试验样本, 尝试用 1D-HD 模型对激波到达时间进行实际预报. 该模型的输入参数包括扰动持续时间、初始激波速度和背景太阳风速度. 对 68 个样本事件的试验表明, 1D-HD 模型

给出的相对误差<10%的事件占31%, <30%的事件占75%, <50%的事件占84%. 与STOA, ISPM和HAFv.2模型相比, 对于相同的样本事件来说, 1D-HD模型给出的误差都不大于其他模型, 从而显示了该模型在空间天气实时预报中所具有的潜力.

然而, 该模型也存在一些尚待改进之处. 首先, 日冕物质抛射是一个非常复杂的空间等离子体过程, 而我们仅仅利用卫星探测的 3 个观测数据来简单模拟扰动的加入, 而没有考虑太阳爆发事件的位置的影响, 其结果不够精确是可以理解的. 其次, 我们不是对某一个特定的具体事件而是要通过一定的观测输入来探讨一个预报时间的可操作方法, 把它用于太阳爆发事件到达时间的研究, 可能对大量事件的研究会有一定误差, 但这是一个模拟与统计意义上的结果. 而对多个连续爆发事件的模拟, 由于部分爆发事件是相继发生的[12,13], 它们在行星际空间发生了追赶等相互作用, 对于这类事件, 我们将前一个事件的扰动作为了后一个事件的背景, 同样可以得到较好的预报结果. 再者, 该模型使用的是一维模型, 虽然在一定程度上反映了扰动传播的物理图景, 却还是过于简单. 一维径向磁场的简化使得演化方程退化成流体力学方程. 然而物理过程的发生是磁流体力学方程组制约的. 如果考虑二维、三维的模拟, 深入考虑磁场法向的大小及其变化, 能够提高模型的可靠性. 这些都是我们未来工作中进一步考虑的方面.

参考文献

1 Dryer M, Smart D F. Dynamical models of coronal transients and interplanetary disturbances. Adv Space Res, 1984, 4: 291—301[doi]

2 Smart D F, Shea M A. A simplified model for timing the arrival of solar-flare-initiated shocks. J Geophys Res, 1985, 90: 183—190[doi]

3 Smith Z, Dryer M. MHD study of temporal and spatial evolution of simulated interplanetary shocks in the ecliptic plane within 1 AU. Solar Phys, 1990, 129: 387—405[doi]

4 Smith Z K, Dryer M. The Interplanetary Shock Propagation Model: A model for predicting solar-flare-caused geomagnetic sudden impulses based on the 2-1/2D MHD numerical simulation results from the Interplanetary Global Model (2DIGM), NOAA Technical Memorandum, ERL/SEL-89. 1995

5 Fry C D, Sun W, Deehr C S, et al. Improvements to the HAF solar wind model for space weather predictions. J Geophys Res, 2001, 106: 20985—21002[doi]

6 Fry C D, Dryer M, Smith Z, et al. Forecasting solar wind structures and shock arrival times using an ensemble of models. J Geophys Res, 2003, 108 [doi]

7 Smith Z K, Dryer M, Ort E, et al. Performance of Interplanetary shock prediction models: STOA and ISPM. J Atmos Sol-Terr Phys, 2000, 62: 1265—1274[doi]

8 McKenna-Lawlor S, Dryer M, Kartalev M D, et al. Near Real-time Predictions of the Arrival at the Earth of Flare-generated Shocks during Solar Cycle 23. J Geophys Res, 2006, 111: A11103 [doi]

9 Nayagawa Y, Steinolfson R S. Dynamical response of the solar corona. Astrophys J, 1976, 207: 296—299 [doi]

10 Hakamada K, Akasofu S I. Simulation of three-dimensional solar wind disturbance and resulting geomagnetic storms. Space Sci Rev, 1982, 31: 3—70[doi]

11 Cargo P, Gallice G. Roe matrices for ideal MHD and systematic construction of Roe matrices for systems of conservation laws. J Comput Phys, 1997, 136: 446—466[doi]

12 Wu C C, Feng X S, Wu S T, et al. Effects of the interaction and evolution of interplanetary shocks on “background” solar wind speeds. J Geophys Res, 2006, 111: A12104 [doi]

13 熊明, 郑惠南, 汪毓明, 等. 1998 年 11 月 4 日至 5 日日冕物质抛射日地传输时间的数值模拟. 地球物理学报, 2005, 48: 731—738

14 Heinemann M. Effects of solar wind inhomogeneities on transit times of interplanetary shock waves. J Atmos Sol-Terr Phys, 2002, 64: 315—325[doi]

15 Moon Y J, Dryer M, Smith Z, et al. A revised shock time of arrival (STOA) model for interplanetary shock propagation: STOA-2. Geophys Res Lett, 2002, 29: 1390 [doi]

16 Cho K S, Moon Y J, Drger M, et al. A statistical comparison of interplanetary shock and CME propagation models. J Geophys Res, 2003, 108: 1445—1452[doi]

17 Feng X S, Zhao X H. A new prediction method for the arrival time of interplanetary shocks. Sol Phys, 2006, 238: 167—186 [doi]

18 Gonzalez-Esparza J A, Lara A, Perez-Tijerina E, et al. A numerical study on the acceleration and transit time of coronal mass ejections in the interplanetary medium. J Geophys Res, 2003, 108: 1039 [doi]