耀斑激波的相互作用*

夏利东 胡友秋
(中国科学技术大学地球和空间科学系 合肥 230026)

摘 要

采用一维磁流体力学模型和激波装配法，分析两个相继出现的耀斑激波的相互作用. 前导激波下游的稀疏波显著改变后随激波的特性，并在它的下游产生强后向快激波. 两耀斑激波汇合后将在下游形成密度比约为1.5的接触间断.

关键词 耀斑激波 — 激波汇合

1 引 言

太阳耀斑有时会连续发生，导致几个耀斑激波相继进入行星际空间. 顾惠成等[1]采用二维MHD模型，分析了两个相继发生的耀斑激波在行星际空间的追赶效应. 他们得到的主要结论是：两激波间隔时间越短，或强度越高，则追赶效应越强. 两激波合并后形成的激波，十分类似于持续时间加倍的单个耀斑激波，从1AU处的观测很难对二者加以区分. 在数值模拟中，所采用的MacCormack格式属于激波捕捉法. 根据我们最近的一维模拟，曾指出激波捕捉法难以定量描述耀斑激波在行星际空间的传播规律，也难以正确反映激波下游的状态变化. 对两激波相互作用来说，在二者合并之前，后随激波将与前导激波的下游流场发生相互作用. 因此，采用激波捕捉法不仅难以定量描述两激波各自的传播规律，也难以正确反映二者的相互作用过程. 运用激波装配法对这一问题重新进行探讨，显然是必要的.

鉴于目前还未见到二维MHD问题的激波装配法，我们只好采用一维MHD模型，限于研究日球赤道面内的轴对称激波传播问题. 运用文献[2]发展的激波装配法，选取与文献[1]相近的初边条件，对两个相继出现的耀斑激波的相互作用进行数值模拟，并将目前的结果和文献[1]的有关结果相比较，进一步探讨耀斑激波相互作用的规律.

2 基本方程和初边条件

取球坐标(r, θ, φ)，全部物理量只是时间t和日心距离r的函数. 基本方程如下:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_r \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial v_r}{\partial r} = -\frac{2\rho v_r}{r}, \tag{1}$$

* 国家自然科学基金资助课题
1995-09-11收到原稿，1995-12-07收到修定稿

$$\frac{\partial v_r}{\partial t}+v_r\frac{\partial v_r}{\partial r}+\frac{1}{\rho}\frac{\partial p^*}{\partial r}=-\frac{1}{r}\left(\frac{GM}{r}+v_{A\varphi}^2-v_\varphi^2\right), \tag{2}$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t}+v_r\frac{\partial v_\varphi}{\partial r}-\frac{B_r}{\mu\rho}\frac{\partial B_\varphi}{\partial r}=-\frac{1}{r}(v_rv_\varphi-v_{Ar}v_{A\varphi}), \tag{3}$$

$$\frac{\partial B_\varphi}{\partial t}+v_r\frac{\partial B_\varphi}{\partial r}-B_r\frac{\partial v_\varphi}{\partial r}+B_\varphi\frac{\partial v_r}{\partial r}=-\frac{1}{r}(v_rB_\varphi+v_\varphi B_r), \tag{4}$$

$$\frac{\partial p^*}{\partial t}+v_r\frac{\partial p^*}{\partial r}+\rho(a^2+v_{A\varphi}^2)\frac{\partial v_r}{\partial r}-\rho v_{Ar}v_{A\varphi}\frac{\partial v_\varphi}{\partial r}$$
$$=-\frac{\rho}{r}[v_r(2a^2+v_{A\varphi}^2)+v_\varphi v_{Ar}v_{A\varphi}], \tag{5}$$

$$B_r=\frac{B_0}{r^2}, \tag{6}$$

式中

$$p^*=p+\frac{B_\varphi^2}{2\mu},\quad v_{Ar}=\frac{B_r}{\sqrt{\mu\rho}},\quad v_{A\varphi}=\frac{B_\varphi}{\sqrt{\mu\rho}},\quad a=\sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}.$$

模拟区域取为0.1AU≤r≤2AU，网格均匀，Δr=0.002AU。初态处于定态，取γ=5/3，在日心距离1AU及底部的物理状态如表1所示。

表1 背景太阳风和初始耀斑激波

	r / AU	v_r / kms^{-1}	v_φ / kms^{-1}	B_r / nT	B_φ / nT	n / cm^{-3}	T / 10^5K
背景太阳风	1.0	270	0	2.4	−2.4	4.8	0.15
	0.1	247	−13.8	240	−39.6	525	3.38
激波下游	0.1	798	45.0	240	−204	1960	66.5

在以下模拟中，假定太阳耀斑扰动已在0.1AU处形成激波，速度为1000km/s，相应下游的物理状态也示于表1. 激波引入后，底部状态维持不变；至t=1.5h，底部物理量开始随时间线性下降，半小时后恢复到背景态. 两个激波以同样方式引入，间隔时间为τ.

3 模拟结果

取τ=6h，各物理量每隔30h的径向剖面曲线示于图1. 其中Ψ=arctan(B_φ/B_r)为磁场与径向方向的夹角，偏东为负。至τ=30h，前导激波和后随激波已相继发出；径向速度剖面呈三锯齿分布，出现三处跳变，其他物理量也发生相应的跳变. 这三处跳变按日心距离由近及远依次对应后向快激波、后随激波和前导激波. 此时，后随激波尚未赶上前导激波，但其强度已明显减弱. 这是由于后随激波与前导激波下游的稀疏波发生相互作用的缘故. 根据文献[3]对单个激波传播的分析结果，前导激波下游将出现一稀疏波系统，它由一快稀疏波对和夹在其中的后向慢稀疏波和似熵波结构组成. 后随激波

先与后向稀疏波碰撞，强度稍许增强；然后与前向快稀疏波汇合．这一汇合作用不仅使后随激波的强度急剧下降，而且会在它的下游产生后向快压缩波．该后向快压缩波不断增强，并经非线性变陡形成后向快激波．至 $\tau=60$h，两耀斑激波的汇合已经完成，v_r 剖面变为双锯齿分布，分别对应后向快激波和合成激波．从同一时刻的 n、T、Ψ 和 p^* 的剖面曲线可以看出，在上述两个激波之间还出现一接触间断：跨过它密度增加，温度减小，切向磁场增加，但总压和径向速度连续．根据对激波汇合作用的普遍分析[4]，两快激波汇合后会在合成快激波的下游形成"正"接触间断(后方密度大于前方密度)，与上述结果完全一致．后向快激波形成于耀斑激波汇合之前，在汇合后仍保持增长势头．尽管它的密度比和总压比低于合成激波，但切向磁场比却显著高于合成激波．

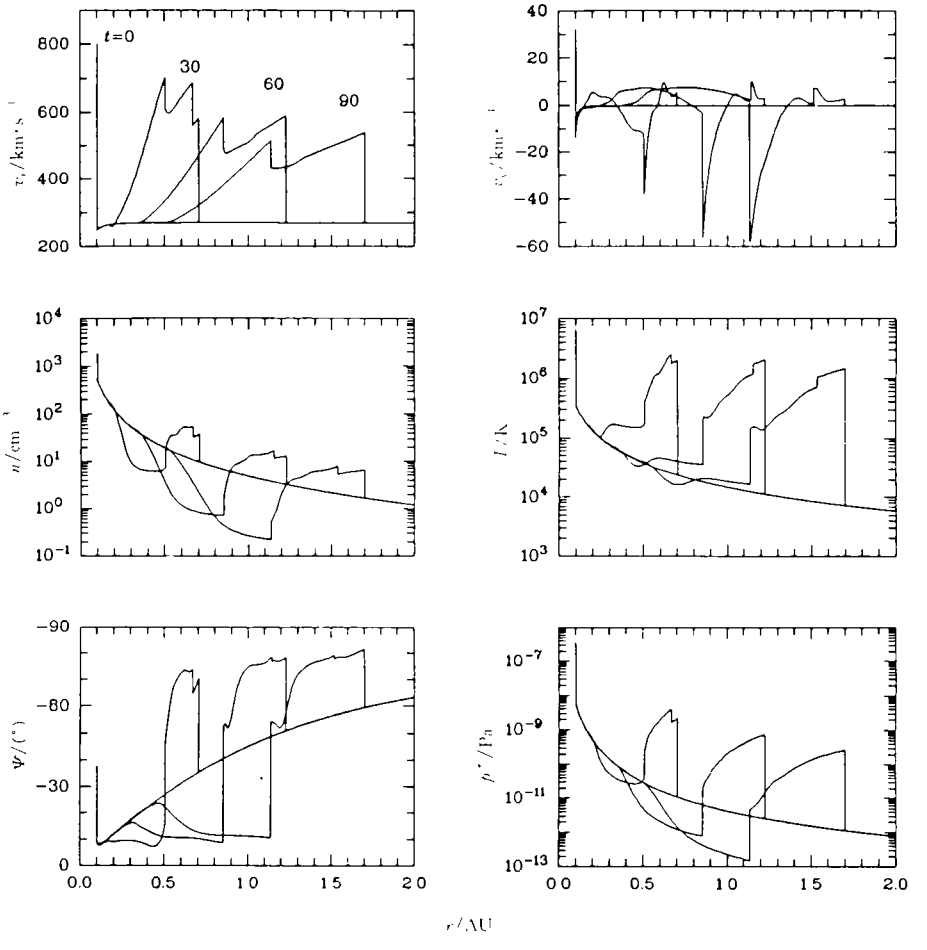

图 1　每隔 30h 的 v_r、v_φ、n、T、Ψ 和 p^* 的径向剖面曲线

Fig.1　Radial profiles of v_r, v_φ, n, T, Ψ and p^* per 30h

图 2 示出了 $\tau=6$, 15, 24h 两个耀斑激波和由它们之间的相互作用形成的激波和接触间断的特性与日心距离的关系．曲线 S^1 表示前导激波，曲线 S_1^2、S_2^2 和 S_3^2 表示 $\tau=6$, 15, 24h 的后随激波．曲线 R_1、R_2 和 R_3 表示三种情况下新生的后向快激波，曲线 F 和 J 分

别表示 $\tau=6$h 两耀斑激波汇合后形成的合成激波和接触间断. 此外，图中还示出了初始速度为 1000 km / s、持续时间为 3h 的单个耀斑激波的特性，即曲线 S.

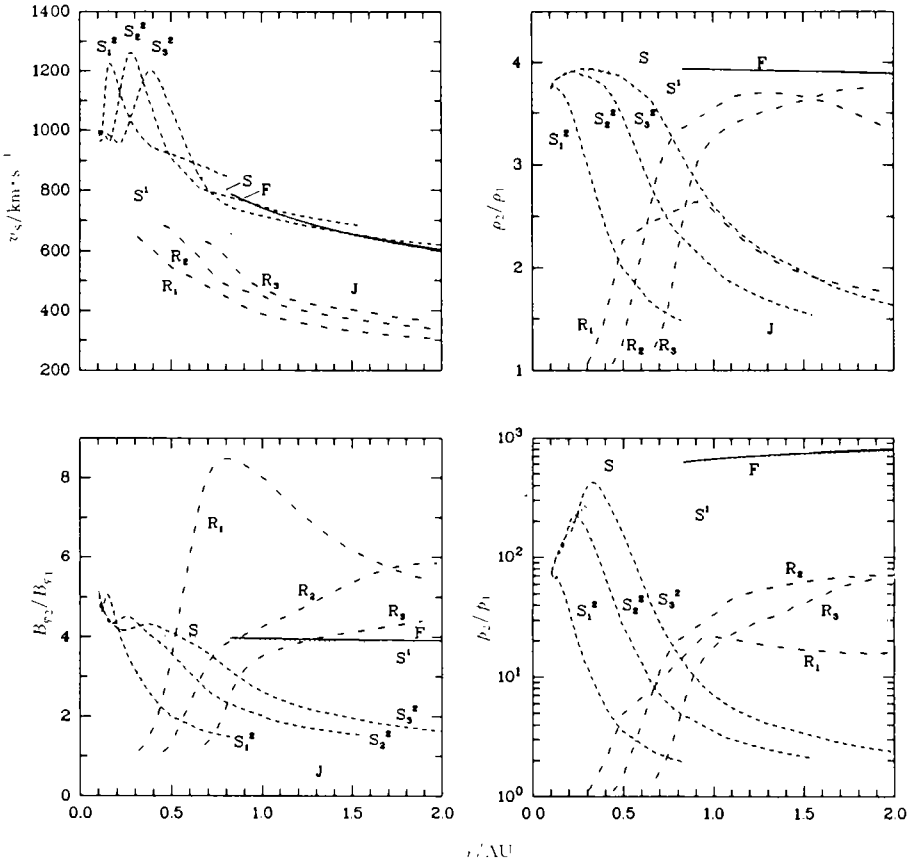

图 2 激波特性与日心距离的关系

Fig.2 Shock properties vs. heliocentric distance

我们先来看曲线 S^1, S_1^2, R_1, F 和 J，它们表示前导激波、$\tau=6$h 的后随激波和由它们之间相互作用形成的后向快激波、合成激波和接触间断的特性. 由 S_1^2 曲线可见，后随激波自引入以后，先是强度增大，速度加快，但不久便急剧减弱和减速. 如前所述，这是由于它与前导激波下游的稀疏波相互作用的缘故. S_1^2 曲线大约在 0.825AU 处终止，该处两耀斑激波汇合. 汇合后形成的合成激波的特性(F 曲线)与持续时间为 3h 的单个耀斑激波的特性(S 曲线)几乎一致，这与文献[1]的结论相符. 汇合后形成的接触间断(曲线 J)的密度比约为 1.5，切向磁场比略大于但十分接近于 1. 该接触间断应该是可以观测到的，据此可以判断 1AU 处观测到的激波是由单个耀斑产生还是由两个相继出现的耀斑联合作用的结果. 另一方面，两耀斑激波的相互作用还会形成很强的后向快激波. 该后向快激波在激波汇合前业已形成，并迅速增强. 至 1AU 处，其切向磁场比、密度比和气压比分别为 8.0、2.6 和 22 左右. 本文对耀斑激波的恢复相采用了线性近似，激波下游为稀疏波，不会出现后向快激波[3]. 因此，强后向快激波的出现完全是两耀斑激波相

互作用的结果．如果对耀斑激波的恢复相采用其他描述，单个耀斑激波的下游也可能出现后向快激波[5]．但是，这种后向快激波不大可能如此之强．因此，有无强后向快激波，可以视为区别1AU处观测到的激波是由单个耀斑或是由两个相继发生的耀斑产生的另一个标志．

对于间隔时间较大的情况，两耀斑激波的汇合发生在1AU以远．这时，在1AU处将相继观测到前导激波、后随激波和后向快激波．前导激波的特性与后随激波的出现与否以及早晚无关，后随激波的强度则随τ的增加而单调增加．后向快激波与τ成非单调关系．例如对目前的几个算例来说，后向快激波的气压比以$\tau=15$h最大(见曲线R_2)．当τ加大时，两耀斑激波汇合的位置的日心距离增加．模拟结果表明，汇合后形成的合成激波的特性总是与持续时间加倍的单个耀斑激波相近，且生成的接触间断的密度比大约为1.5左右，几乎与τ无关．

最后，为检验模拟结果的可靠性，我们对$\tau=6$h的算例作了能量守恒检查．两个耀斑自底部($r=0.1$AU)输入的总能量为$E_{in}=4.31\times10^{25}$J．从底部恢复到初态至合成激波达到顶部边界($8\text{h}\leqslant t\leqslant111\text{h}$)，0.1 — 2AU范围内的扰动能量(等于时变能量减去背景能量)一直维持在$E_S=4.16\times10^{25}$J至4.31×10^{25}J之间，能量误差$(E_{in}-E_S)/E_{in}$在3.48%以内．

4　结　　论

通过对两个相继发生的耀斑激波的数值模拟，得到如下与文献[1]相同的结论：耀斑激波汇合后形成的合成激波的特性与初始速度相同、持续时间加倍的单个耀斑激波特性大体相同．本文得出的两点新结论是：

(1)两耀斑激波汇合后会形成前方密度高于后方、密度比约为1.5的接触间断．

(2)前导激波下游的稀疏波与后随激波相互作用使后随激波减弱，并在其下游产生后向快压缩波．该后向快压缩波经非线性变陡形成后向快激波．后向快激波的形成和演化与激波汇合几乎独立进行，是激波相互作用的重要组成部分．

以上结论虽是就一维简化模型作出的，但我们认为多维情况也应成立类似的结论．

参　考　文　献

[1] 顾惠成，魏奉思，吕建永．太阳耀斑行星际激波传播中的追赶效应．空间科学学报，1992，**12**(4)：249 — 257

[2] Hu Y Q, Habbal S R. Double shock pairs in the solar wind. *J. Geophys. Res.*, 1993, **98**(A3): 3551 — 2561

[3] 胡友秋，夏利东．耀斑激波传播的数值研究．空间科学学报，1997，**17**(1)：7 — 13

[4] 胡友秋，苟笑东．磁流体斜激波的汇合．空间科学学报，1995，**15**(3)：179 — 186

[5] Smith Z, Dryer M. A study of the temporal and spatial evolution of shocks within 1 AU. In: V J Pizzo et al. eds. Proceedings of the Sixth International Solar Wind Conference, 1. Boulder: HAO /NCAR, 1987. 309 — 314