

# 物质喷射流日冕瞬变的机制\*

胡文瑞

(中国科学院力学研究所)

## 提 要

本文归纳了物质喷射流日冕瞬变的观测特性,求解二维不定常气体动力学方程组,对于一类典型的流场求出了相似解,这类相似解的流动特征和热力学参数的剖面定性地与物质喷射流日冕瞬变的观测特征相吻合。最后还讨论了稠密等离子体喷射入不同磁场位形时所给出的不同瞬变形态。并用以解释日冕瞬变的分类特征。

## 一、前 言

日冕瞬变是近年来首先从空间观测到的一种太阳活动现象。天空实验室和OSO-7卫星上的白光日冕仪发现在日冕中有些局部高密度区域从低日冕向外运动<sup>[1,2]</sup>。日冕瞬变过程的特征时间为几十分钟,其传播速度大多接近常速或略有增加。最近太阳峰年发射的SMM卫星<sup>[3]</sup>以及其他一些卫星的观测,更丰富了对日冕瞬变形态的认识。空间日冕仪观测的范围大约在两个太阳半径以外和六个太阳半径以内。为了更好地研究太阳日冕瞬变与太阳低层大气中活动现象的关联,最近有人用地面日冕仪观测了在1.2到2.2太阳半径之间的瞬变过程<sup>[4,5]</sup>。许多证据都说明,日冕瞬变往往与太阳耀斑或者爆发日珥有关<sup>[6]</sup>。这意味着日冕瞬变应该是一个气体动力学过程。

观测到的日冕瞬变有多种多样的形态。许多日冕仪的像片显示,高密度的亮区域呈环或拱状,有的呈云或泡状<sup>[7,8]</sup>。根据Munro的分类,瞬变的形态可归结为环状(loops),云状(clouds),实泡状(filled bottles),物质喷射流状(Material injected into streamers)、射线状(rays)等。

日冕瞬变是日冕中的一种太阳活动现象。一次瞬变包含的能量约为 $10^{30}$ 尔格,它必然与太阳低层大气中的能源密切相关。瞬变产生的高密度和高速度的等离子体传到行星际空间,它会产生行星际激波。已经提出了许多物理机制去解释瞬变过程<sup>[9]</sup>。

目前的太阳日冕瞬变的理论主要是讨论环状、云状或实泡状的位形。最早开始的研究是讨论初始脉冲变化驱动的瞬变,其方法是计算二维不定常流动方程<sup>[10-14]</sup>。以后,有一些局部模型讨论磁环或磁拱的运动<sup>[15-19]</sup>。近来,人们开始用分析的方法讨论瞬变过程<sup>[20,21]</sup>,利用气体动力学基本特征,还可以研究爆发日珥产生压缩流和稀疏流,并用此概念同时解释日冕瞬变的亮特征和暗特征<sup>[21-23]</sup>。

\* 1982年12月21日收到。

本文试图分析物质喷射流状的瞬变，用可压缩流体的二维相似解以描述这种瞬变的基本特征。

## 二、物质喷射流型日冕瞬变

空间日冕仪拍摄的照片显示，有一些瞬变的形态表现为射流形。这种形态的亮区域有两个明晰的边界，在这两个边界内部的高密度区域的截面随高度收缩（和球面膨胀相比），像射流状。图 1 中的几幅照片是天空实验室的日冕仪拍摄的，其中的箭头指出了这种类型日冕瞬变的事件。这些图片表明，高密度等离子体从低层喷到外层大气中，两个清晰的边界将流动区域与静止区域分开，应为切向间断面。为了维持切向间断面上的条件，边界面以外应该有磁场。综合这些观测，可以设想如图 2 所示的机制。

如果太阳局部区域中的太阳磁场基本上沿着铅直方向，讨论一团压缩气体沿磁场方向喷射入这个局部区域中。若压缩气体内磁场很弱，射入的等离子体挤进局部强磁场区域

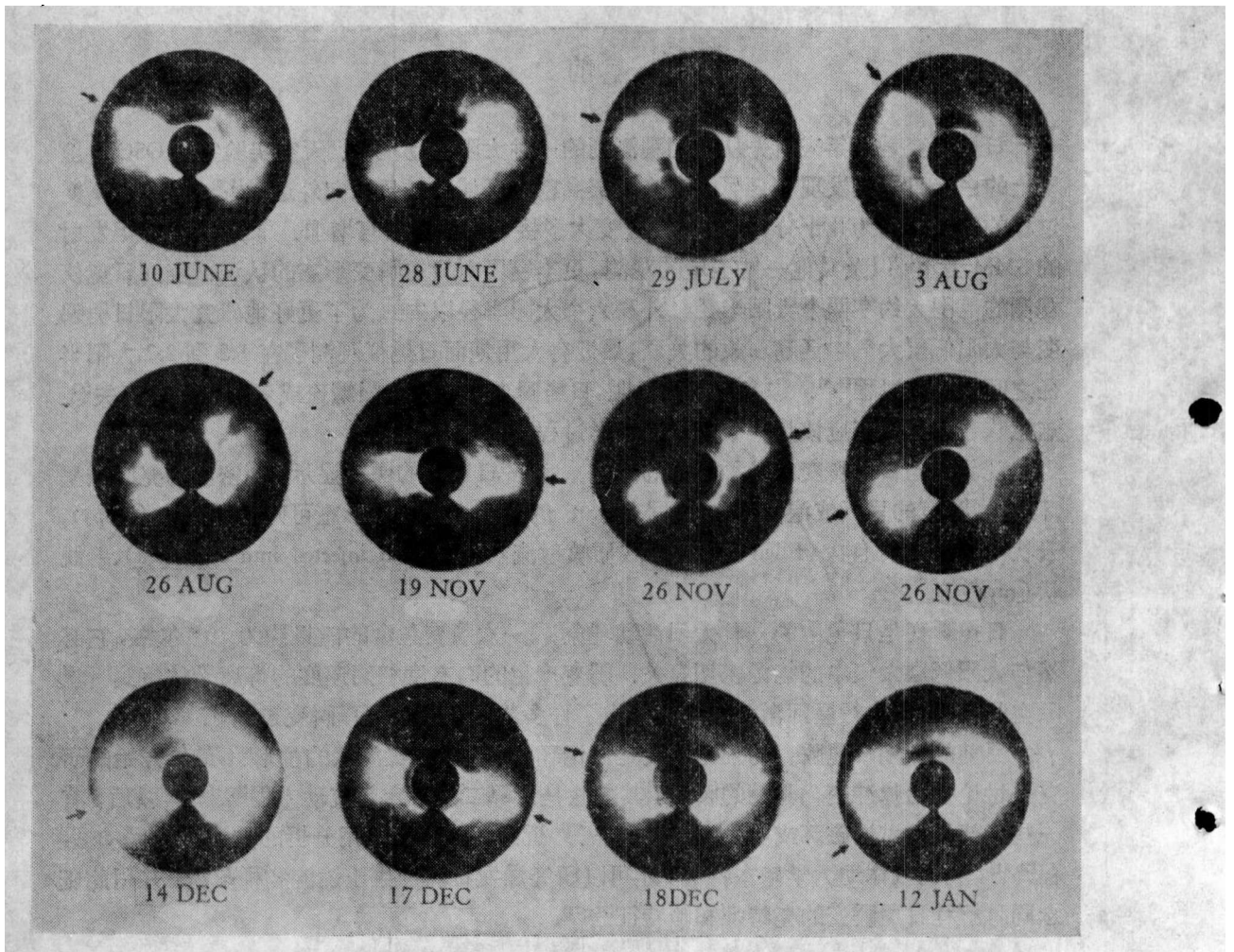


图 1 物质喷射流形日冕瞬变的几个事件

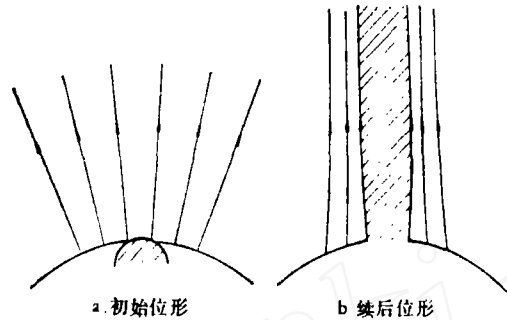


图2 射流机制的示意图,阴影表示射流区。

中而形成高密度射流,射流的截面会随高度略减小,如图2所示.在这种图象中,流体在磁约束的通道内运动,流体的管壁相应于切向间断面,局部区域中磁压的切向分量补偿较低的热力学压力与内部较高的等离子体压力相平衡,从而维持射流的较高密度.这种模型大致与观测的图象(见图1)相吻合.当然,局部区域中的磁场很难是严格铅直的位形.但是,只要磁场位形大致是开放的,就会得到类似的物理图象.事实上,从图1可以看出,物质喷射流的方向只是大致上沿太阳径向,其细致的形态依照局部区域中大尺度的磁场位形而有所不同.另一方面,如果局部区域磁场基本上沿水平方向,或者为封闭磁场,则稠密等离子体射入将很容易形成环状或拱状的亮区<sup>[23]</sup>.

这样,我们就将这类瞬变过程化为求解二维不定常的气体动力学问题.

### 三、基本方程组和解法

用柱坐标  $(r, \theta, z)$  来分析这类过程,假设沿  $z$  方向是均匀的,即  $\partial/\partial z = 0$ , 其中  $\theta = 0$  位于射流的对称平面上,坐标原点位于日心.

气体动力学方程组可以表示为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} + \rho \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{v^2}{r} \right) = - \frac{\partial p}{\partial r} - \rho \frac{GM}{r^2}, \quad (2)$$

$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{v}{r} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{uv}{r} \right) = - \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{p}{\rho \gamma} \right) + u \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{p}{\rho \gamma} \right) + \frac{v}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{p}{\rho \gamma} \right) = 0, \quad (4)$$

其中  $u, v$  分别为径向和环向的速度分量;  $p, \rho$  分别为气体的压力和密度;  $G, M, \gamma$  分别为引力常数,太阳质量和绝热指数.

如果没有重力场,由量纲分析的理论,可以组建一个具有速度量纲的量,

$$\xi = \frac{r}{t}.$$

当引进重力场以后,还可以组建另一特征速度

$$v_z = \sqrt{\frac{GM}{x}}. \quad (5)$$

这时,一般而言,所有流场的量是  $\xi$  和  $v_z$  的函数.

讨论一类典型的二维流场,令

$$u = \frac{r}{t}, \quad v = -\frac{r\theta}{2t}. \quad (6)$$

则连续方程(1)化为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{r}{t} \frac{\partial \rho}{\partial r} - \frac{\theta}{2t} \frac{\partial \rho}{\partial \theta} = -\frac{3}{2} \frac{\rho}{t}. \quad (7)$$

方程(7)式的特征方程为

$$\frac{dt}{1} = \frac{dr}{r/t} = \frac{d\theta}{-\theta/2t} = \frac{d\rho}{-3\rho/2t} \quad (8)$$

引进相似变量

$$\xi = \frac{r}{t}, \quad \eta = \theta\sqrt{t}. \quad (9)$$

可得到方程(7)的通解为

$$\rho = t^{-3/2} \Phi(\xi, \eta). \quad (10)$$

其中函数  $\Phi$  的分布可由初始条件确定. 根据(10)的密度分布,可以假设压力分布为

$$p = t^n \Psi(\xi, \eta). \quad (11)$$

将(10)和(11)代入(2)和(3),可导出

$$n = -5/2 \quad (12)$$

以及方程组

$$\Phi(\xi, \eta) \left[ \frac{GM}{\xi^2} - \frac{\xi\eta^2}{4} \right] = -\frac{\partial \Psi(\xi, \eta)}{\partial \xi}, \quad (13)$$

$$\frac{\xi^2\eta}{4} \Phi(\xi, \eta) = \frac{\partial \Psi(\xi, \eta)}{\partial \eta}. \quad (14)$$

方程组(13)和(14)的自二合条件要求

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \left[ \left( \frac{GM}{\xi^2} - \frac{\xi\eta^2}{4} \right) \Phi(\xi, \eta) \right] = -\frac{\partial}{\partial \xi} \left[ \frac{\xi^2\eta}{4} \Phi(\xi, \eta) \right]. \quad (15)$$

或者将上式表示为

$$\frac{\partial \Phi(\xi, \eta)}{\partial \xi} + \left( \frac{4GM}{\xi^4\eta} - \frac{\eta}{\xi} \right) \frac{\partial \Phi(\xi, \eta)}{\partial \eta} = 0. \quad (16)$$

方程(16)的特征方程为

$$\frac{d\eta}{d\xi} = \frac{4GM}{\xi^4\eta} - \frac{\eta}{\xi}. \quad (17)$$

常微分方程(17)的解为

$$\xi^2\eta^2 + \frac{8GM}{\xi} = C_1, \quad (18)$$

其中  $C_1$  为积分常数. 由此导出密度分布函数  $\Phi$  满足条件

$$\Phi(\xi, \eta) = \varphi\left(\xi^2\eta^2 + \frac{8GM}{\xi}\right). \quad (19)$$

将这些结果代回到方程组(13)或(14),就可导出压力满足的方程

$$\frac{d\psi(\tau)}{d\tau} = \frac{1}{8} \varphi(\tau), \quad (20)$$

其中将压力亦类似地表达为

$$\Psi(\xi, \eta) = \psi\left(\xi^2\eta^2 + \frac{8GM}{\xi}\right), \quad (21)$$

记变量

$$\tau = \xi^2\eta^2 + \frac{8GM}{\xi}. \quad (22)$$

由方程(20)求出压力分布函数为

$$\phi(\tau) = \frac{1}{8} \left[ \int^{\tau} \varphi(\tau') d\tau' + \phi_0 \right], \quad (23)$$

其中  $\phi_0$  为任意常数.

将解式(19)和(21)代入能量方程(4),导出关系式

$$\frac{d}{dt} \left[ t^{\frac{1}{2}r - \frac{1}{2}} \right] \cdot \frac{\phi\left(\xi^2\eta^2 + \frac{8GM}{\xi}\right)}{\left[\varphi\left(\xi^2\eta^2 + \frac{8GM}{\xi}\right)\right]^r} = 0. \quad (24)$$

对于非零的压力分布,(24)式要求绝热指数

$$r = \frac{5}{3}. \quad (25)$$

这样,就得到了单原子气体时的绝热指数.利用这些结果,就可以求出密度和压力的分布为

$$\rho(r, \theta, t) = t^{-\frac{1}{2}} \phi\left(\xi^2\eta^2 + \frac{8GM}{\xi}\right), \quad (26)$$

$$p(r, \theta, t) = \frac{1}{8} t^{-\frac{1}{2}} \int \phi\left(\xi^2\eta^2 + \frac{8GM}{\xi}\right) d\left(\xi^2\eta^2 + \frac{8GM}{\xi}\right). \quad (27)$$

其中函数  $\varphi$  和  $\phi$  是由初始条件确定的函数.适当地组建这些函数,就可以给出一些模型,并用以和观测进行比较.

#### 四、理论模式

先讨论流线的形状.由速度剖面(6)式,可以导出流线的方程为

$$\frac{dr}{r} = -\frac{2d\theta}{\theta}. \quad (28)$$

上式的解为

$$r\theta^2 = C_2, \quad (29)$$

其中  $C_2$  为积分常数.在方程(28)中不明显地包含时间  $t$ ,所以,可以将  $C_2$  看成是  $t$  的

函数。如果利用日冕仪照片上低部  $r_0 = 2R_\odot$  时  $\theta = \theta_0$ , 就可以定出相应的常数  $C_2$ 。然后由公式 (29) 可给出物质喷射流形的边界。图 3 给出了两个射流形状的剖面, 其中图 3a 比较宽些, 而图 3b 比较窄些。将这些剖面与图 1 的像片比较, 可以看出两者十分相似, 特别是六月十日、七月廿九日, 八月二日, 十一月十九日和廿六日, 以及一月十二日的事件。

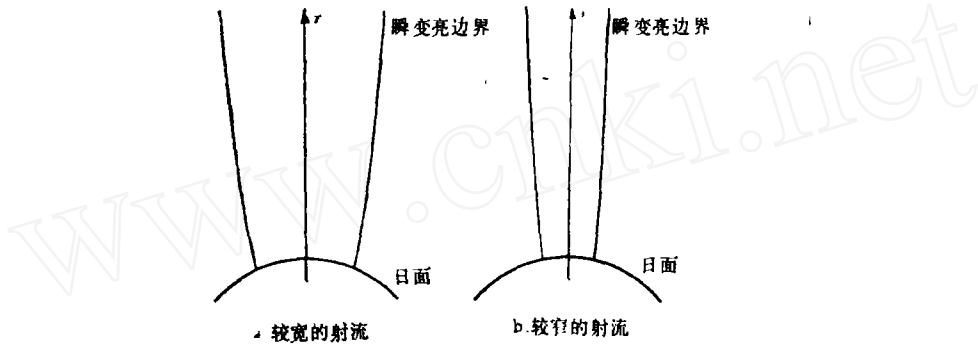


图 3 射流边界流线的形状

再讨论热力学参数的分布。当给定密度的分布函数以后, 由 (26) 和 (27) 可求出了密度和压力。我们讨论一类多方过程, 即假设

$$p = K\rho^{5/3}, \quad (30)$$

其中  $K$  为常数。将解式 (26) 和 (27) 代入 (30) 式, 就得到确定函数  $\phi(\tau)$  的方程

$$\phi^{-1/3} \frac{d\phi}{d\tau} = \frac{1}{20K}. \quad (31)$$

其中的变量  $\tau$  由 (22) 定义。上式的解为

$$\phi = \left[ \frac{1}{20K} \left( \xi^2 \eta^2 + \frac{8GM}{\xi} \right) + \phi_0 \right]^{3/2}. \quad (32)$$

其中的  $\phi_0$  为一任意常数。问题的解就此求出。将 (32) 式代入 (26) 和 (30), 就给出了密度和压力的分布, 分别为

$$\rho(r, \theta, t) = \left[ \frac{1}{20K} \left( \frac{r^2 \theta^2}{t^2} + \frac{8GM}{r} \right) + \frac{\phi_0}{t} \right]^{3/2}, \quad (33)$$

$$p(r, \theta, t) = K \left[ \frac{1}{20K} \left( \frac{r^2 \theta^2}{t^2} + \frac{8GM}{r} \right) + \frac{\phi_0}{t} \right]^{5/2}. \quad (34)$$

为了避免问题的奇异性, 应该要求  $t \geq t_0 > 0$ 。射流中的密度分布 (33) 由三部分组成, 它们对应于 (33) 式右端的三项。第二项相当于重力逃逸速度, 它与时间无关。如果取  $r = 3r_\odot$ , 则

$$\frac{8GM}{r} \simeq 5.07 \times 10^{15} \text{ 厘米}^2/\text{秒}^2 \quad (35)$$

第一项  $r^2 \theta^2 / t^2 = (r/t)^2 \theta^2$ , 其中  $r/t$  为径向运动速度。若取  $r/t = 300$  公里/秒, 则该项为

$$\frac{r^2 \theta^2}{t^2} \simeq (0.9 \times 10^{15} \text{ 厘米}^2/\text{秒}^2) \cdot \theta^2. \quad (36)$$

由于  $\theta^2 < 1$ , (36) 一般小于 (35)。 (36) 式给出随  $\theta$  增加的密度贡献, 其相对大小与速度

平方成比例。第三项  $\phi_0/t$  给出随时间衰减的均匀密度分布。将三部分贡献合在一起, 就可以解释射流中维持的高密度状态。

类似地, 等离子体压力分布 (34) 有同样的性质。利用 (33)、(34) 和气体的状态方程, 可导出温度分布为

$$T(r, \theta, t) = \frac{K}{R} \left[ \frac{1}{20K} \left( \frac{r^2 \theta^2}{t^2} + \frac{8GM}{r} \right) + \frac{\phi_0}{t} \right], \quad (37)$$

其中  $R$  为气体常数。在这种模型中, 射流内的压力和温度也都比外部的值高。

日冕瞬变在空间观测到的主要特征是由亮区域所对应的高密度等离子体以及其运动特征。跟着流体一起运动的局部坐标系中,

$$\frac{r}{t} = c \text{ (常数)}. \quad (38)$$

则 (6) 式导出

$$u = c, \quad v = -\frac{c}{2} \theta. \quad (39)$$

总合速度为

$$\sqrt{u^2 + v^2} = c \sqrt{1 + \theta^2/4}. \quad (40)$$

当  $\theta$  角比较小时, 法向速度大体上为常数。观测到的大多数瞬变阵面的传播速度接近于常数。所以, 这里讨论的二维解, 可以大体上用以解释观测到的主要特征。当然, 对于假定的速度剖面 (6) 所导出的结论, 必然有许多限制, 不能指望这种解可以用来解释所有的瞬变特征。它只能说明过程的某些机制。

## 五、讨 论

大多数太阳瞬变都与太阳耀斑或爆发日珥有密切的关系。这意味着, 许多日冕瞬变都可能与物质的喷射过程相联系。可以设想, 瞬变的形态密切地与它周围的环境相关, 特别是它周围磁场的位形。图 2 描述了稠密等离子体喷射到开放形磁场区域中时的情况, 这种图象可以解释物质喷射流形的瞬变。射流截面的变化与磁管的分布相关联, 射流偏离太阳径向的角度也依赖于磁场的位形。图 3 所表示的射流形态只是特定的一种类型。另一方面, 当稠密等离子体喷进闭场区域时, 磁场被推挤而形成环状或拱状, 可用以解释环状或拱状日冕瞬变, 如图 4 所示<sup>[23]</sup>。图 2 和图 4 描述了两类典型的瞬变形态。由于太阳局部位形的复杂性, 也由于物质喷射过程的多样性, 日冕瞬变的形态就会有许多种。但它们往往都能利用稠密等离子体在磁场中的运动来解释。

本文用相似解来讨论瞬变的二维不定常运动。引进相似变量后, 可以得到一些简单解, 便于分析二维位形的演变。但是, 相似解运用到局部区域中时, 要满足特定的边界条件, 这些特定边界条件的合理性是利用相似解的很大限制。在这种意义上讲, 相似解只能用来分析不定常过程的某些机制。进一步地, 用二维不定常的数值计算结果去与分析解的结果比较, 是有益的。

和所有太阳活动过程一样, 能源问题一直是关注的中心。在稠密物质的射流理论中, 稠密物质的动能是驱动日冕瞬变的主要能源。一个大的爆发日珥的动能可超过日冕瞬变

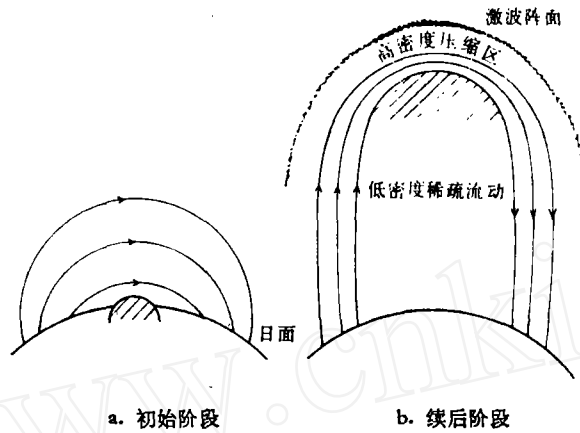


图 4 稠密等离子体喷入闭场区域

的能量。太阳耀斑的能量比瞬变能量大 1—2 个数量级。太阳耀斑过程中产生的大量物质的运动，其动能亦可提供瞬变所需的能量。事实上，太阳低层大气中储存有大量的磁能，磁能的释放或转换可以激发太阳大气中的活动，产生物质喷射。这就是日冕瞬变所可能的能源。

作者感谢 R. H. Munro 的有益讨论，特别是他提供了未曾发表的日冕瞬变的分类事例的照片。

### 参 考 文 献

- [1] MacQueen, R. M. et al., *Ap. J.*, **187** (1974), L85.
- [2] Howard, R. A. et al., NOAA World Data Center A, UAG-48A (1976).
- [3] Chipman, E. G., *Ap. J.*, **244** (1981), L. 111.
- [4] Fisher, R., Poland, A. I., *Ap. J.*, **246** (1981), 1004.
- [5] Fisher, R. et al., *Ap. J.*, **246** (1981), L161.
- [6] Munro, R. H., et al., *Solar Phys.*, **61** (1979), 201.
- [7] MacQueen, R. M., *Phil. Trans. E. Soc. London A*, **297** (1980), 605.
- [8] Dryer, M., Wu, S. T., *Advanced Space Research*, **1** (1981), 85.
- [9] Rust, D. M. et al., in *Solar Flare*, ed. Sturrock, P., (1979), p. 273.
- [10] Nakagawa, Y. et al., *Solar Phys.*, **41** (1975), 387.
- [11] Steinolfson, R. S., Nakagawa, Y., *Ap. J.*, **215** (1977), 345.
- [12] Nakagawa, Y. et al., *Ap. J.*, **219** (1978), 314.
- [13] Wu, S. F. et al., *Ap. J.*, **219** (1978), 324.
- [14] Dryer, M. et al., *Ap. J.*, **277** (1979), 1059.
- [15] Anzer, U., *Solar Phys.*, **57** (1978), 111.
- [16] Mouschovias, T. C., Poland, A. I., *Ap. J.*, **220** (1978), 675.
- [17] Pneuman, G. W., *Solar Phys.*, **65** (1980), 369.
- [18] 刘新萍, 天体物理学报 **3**(1982), 26.
- [19] Yeh, T., Dryer, M., *Ap. J.* **245** (1981), 704.
- [20] Low, B. G., et al., *Ap. J.*, **254** (1982), 335.
- [21] 胡文瑞, XXIV Plenary Committee on Space Research (1982), p. 39.
- [22] Hu, W. R., *Astrophysics & space Sci.*, **92** (1983), 373.
- [23] Hu, W. R., *Astrophysics & Space Sci.*, **92** (1983), 395.



## THE MECHANISM OF CORONAL TRANSIENT FOR MATERIAL INJECTED INTO STREAMER

HU WEN-RUI

*(Institute of Mechanics, Academia Sinica)*

### ABSTRACT

The region of high plasma density may be formed with the streamer configuration, when the dense plasma injects into the coronal local region with open magnetic field. In the present paper, the observation features of the coronal transient of material injected into streamer are summarized. Then, we solve the unsteady, two-dimensional gasdynamical equations. The similarity solutions are given for the typical flow field. The flow features and the profiles of thermodynamical quantities of the similarity solutions agree qualitatively with the observation features of the coronal transient of the material injected into streamer. Finally, different configurations of the coronal transient may be explained by the denser plasma injecting into different configurations of magnetic field, and this idea may apply to classify the coronal transient into different kinds.