

离子彗尾的稳定性

刘 麟 仲

(中国科学院紫金山天文台 南京 210008)

摘 要

介绍了彗星等离子体的结构和稳定性的研究情况,着重于离子彗尾,更着重于介绍在这方面国内的工作。

关键词 彗星 — 离子彗尾 — 彗星磁腔

分类号 P185.81

1 引 言

20 世纪 50 年代初,彗星物理的基本概念出现了突飞猛进的发展。

1950 年,荷兰天文学家 Oort^[1] 在研究长周期彗星的轨道分布时,提出了奥尔特云这一新概念,用以解释长周期彗星的起源。

1950 年和 1951 年,美国天文学家 Whipple^[2,3] 提出了新的彗核模型 — 脏雪球模型。这个模型已被 Giotto 飞船和 Vega 飞船对哈雷彗星的就地观测所证实。

从 1951 年起,德国天文学家 Biermann^[4] 在研究离子彗尾的方向以及离子彗尾中结(knot)的加速机制时,提出了“太阳风”这一新概念。他们用库仑相互作用来解释太阳风等离子体和彗星离子之间的动量转移。如果太阳风的径向速度为每秒几百公里的话,太阳风等离子体的数密度要高得惊人才能使彗尾离子得到它应有的加速度。因此, Biermann 的库仑相互作用不能解释彗尾离子的加速机制。尽管如此,“太阳风”这一新概念还是永久载入了科学史册。

为解释彗尾离子的加速机制, Alfvén^[5](1957) 提出在行星际空间存在行星际磁场。行星际磁场的磁力线披挂到彗星电离层上而进入彗尾(图 1)。彗星离子沿着这个磁通道按反太阳方向进入离子彗尾。 Alfvén 的行星际磁场披挂模型已被 Giotto 飞船和 Vega 飞船对哈雷彗星的就地磁场测量所证实。但加进磁场后太阳风等离子体与彗星离子间的库仑相互作用仍不是离子彗尾中离子的加速机制。

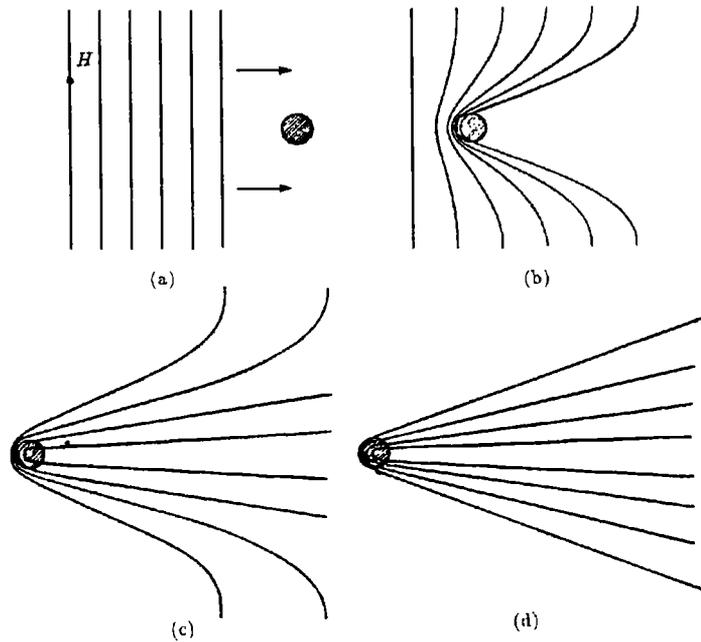


图 1 太阳风的行星际磁场流经彗星电离层的“披挂”示意图^[5]

2 彗星的结构

考虑到行星际磁场的作用，Biermann 等人^[6]1967 年用流体力学方法发展了一种太阳风—彗星相互作用模型。图 2 表示根据这种模型而得到的彗星附近等离子体流动的基本特征。计算中用到的原始数据取值：中性气体分子的产生率为 10^{30} 个分子/s；中性气体的膨胀速度为 1km/s ；未被扰动上游远处太阳风的速度为 400km/s 。Biermann 得到在彗核上游 $4 \times 10^6\text{km}$ 处形成一个强弓形激波，其马赫数为 10；而在核上游 $4 \times 10^5\text{km}$ 处形成太阳风之停滞点。

Waellis^[7,8]重做了 Biermann 的工作。他认为，由于上游太阳风逐渐从超声减速到亚声速，从而不会形成弓形激波；在某些情况下，最多也只能产生一个弱激波，其马赫数大体为 2。此时，弱激波应出现在核上游 10^6km 处。

最近一次哈雷彗星回归，Giotto 和 Vega 飞船就地观测都证实了有一个弱弓形激波存在，其马赫数为 2，激波在核上游 $4.5 \times 10^5\text{km}$ 处。

Giotto 飞船就地观测的另一重要发现是哈雷彗核附近有一个无磁场的区域，称它为磁腔。现在，大家都认为磁腔顶即为彗星电离层顶，或为切向间断面，或为接触面，它把向外流动的纯彗星离子与被污染的向内流之太阳风等离子体分开。

根据飞船的就地观测资料，Neubauer^[9]按磁结构把彗星分成 4 个区，它们分别是上游波区，磁鞘、磁场堆积区和磁腔。分隔它们的分界面分别为弓形激波面，磁场堆积

区外边界和磁腔顶。如果这种磁结构分层能延伸至彗尾的话，离子彗尾至少可由内向外分成中性片，磁场堆积区和太阳风三部分。ICE 飞船穿过 Giacobini-Zinner 彗星离子彗尾时，在离核 7800km 处观测到宽 2000km 的中性片，中性片外观测到 60nT 磁场强度的尾瓣，这应当是尾部的磁场堆积区。

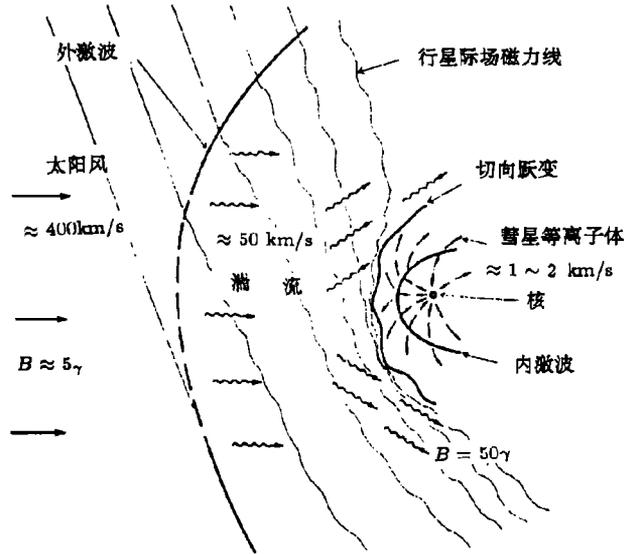


图 2 太阳风和彗星离子流体相互作用模型示意图 [6]

为解释磁腔形成之机制和磁腔周围的磁场分布，许多人做了工作。其中 Ip 和 Axford^[10] 以及 Cravens^[11] 的两个结果最好。他们有许多共同点：都认为是由磁力和摩擦力平衡而形成磁腔；都是在日—彗轴上做的，是 1 维结果，都得到磁场的 1 维分析表达式；都认为彗星离子向外膨胀速度由磁腔内的 1km/s 突然降到腔外的 0。这两个结果的差异是对磁力的考虑：Cravens 只考虑了磁力中的磁压梯度力，未考虑磁力线弯曲之曲率力。Ip 和 Axford 不但考虑了磁压梯度力，而且考虑了磁力线为圆弯曲之曲率力。

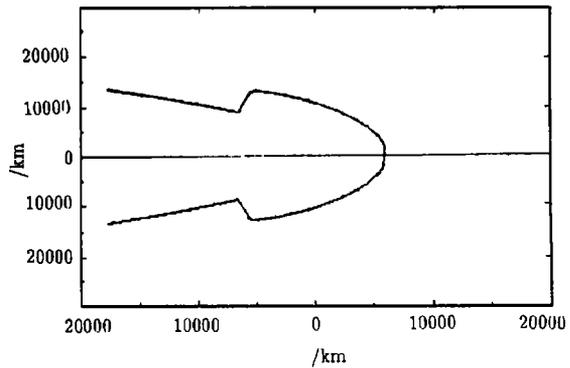


图 3 彗星磁腔的形状

我们^[12]把 Ip 和 Axford^[10]的结果推广到彗心黄道面上，得到磁腔周围磁场强度的 2 维分析表达式，并得到磁腔的 2 维形状(图 3)。我们根据 Alfvén 的行星际磁场披挂到彗星电离层之模型(图 1)，采用巧妙的数学方法，并考虑到有一个彗星离子径向速度从 1km/s 线性过渡降到 0 的减速区(这是 Giotto 飞船的观测结果^[13])。我们的结果把磁腔与中性片自然联成一片，构成一个大磁腔。把我们的理论结果用于哈雷彗星^[12,14]，得到与 Giotto 飞船磁强仪测量资料最一致的磁场分布理论曲线。我们^[12]从数学上证明了磁

腔顶位于上面所说的彗星离子线性减速区内。因而，磁腔顶内的减速区可能就是 Damas 和 Mendis^[15]所说的内激波层。

3 离子彗尾的稳定性

Biermann 的库仑相互作用不是离子彗尾中离子的加速机制，人们把希望寄托于离子彗尾中由离子运动的不稳定性来激发离子加速。离子彗尾以及彗星电离层顶的稳定性研究成为热门课题。下面仅介绍与我们工作有关的一系列研究。

1962 年，Hoyle 和 Harwit^[16]研究了 0 磁场组态下的二流不稳定性，其结论是太阳风等离子体和彗星等离子体之间通过一种集体过程的相互作用所建立起来的这类不稳定性极易平息。

我们^[17]考虑到在离子彗尾和太阳风之间有一边界层，边界层中离子速度有剪切，其结论是不能产生二流不稳定性。

在离子彗尾中观测到螺旋波。Ershkovich 等人^[18]认为它们是由太阳风与彗尾等离子体分界面上的 K-H 不稳定性所激发的波。在他们的理论中，彗星等离子体尾被看成是浸没在太阳风中的无限长等离子体柱。我们^[19,20]发展了 Ershkovich 的理论，在彗尾等离子体柱与太阳风之间加进了一个边界层，其中速度、密度等物理参数由外边太阳风的逐渐过渡到里边彗星等离子体的。当过渡层厚度为 0 时，就得到 Ershkovich 的切向间断之结果。这样，我们就把 Chandrasekhar 等人^[21]的流体力学平面边界层不稳定性的研究推广到磁流力学柱面边界层。吴丁^[22]称我们的工作首先开创了对柱形剪切层模型的研究。Ershkovich 和 Mendis^[23]认为我们的工作是对 K-H 不稳定性更深入研究之一，把其推广至可压缩、非线性、有限厚度边界层。

早在 1982 年，Ip 和 Axford^[24]就预言，在太阳风—彗星中性分子大气层的相互作用下应当存在一个无磁场腔区。Ershkovich 和 Mendis^[25]1983 年的研究表明，由于离子—中性分子摩擦力非常去稳，磁场堆积区之磁场能漏泄入电离层。于是他们预言彗星电离层将完全被磁化，就不可能存在磁腔。Giotto 飞船观测到哈雷彗星有磁腔存在，因而，电离层顶的稳定性需作进一步研究。Ershkovich 等人后来的一系列工作以及我们^[26]的研究均未有突破。

ICE 飞船在 Giacobini-Zinner 彗星离子尾的中性片中观测到有 5nT 垂直尾向的微弱磁场。我们^[27]研究了中性片离子运动的不稳定性。其结论是由中性片中离子运动的不稳定性只能激发垂直于尾向的磁场。

参 考 文 献

- 1 Oort J H. Bull. Astron. Inst. Neth., 1950, 11: 91
- 2 Whipple F L. Ap. J., 1950, 111: 375
- 3 Whipple F L. Ap. J., 1951, 113: 464
- 4 Biermann L. Z. Astrophys., 1951, 29: 274
- 5 Alfvén H. Tellus, 1957, 9: 92
- 6 Biermann L et al. Solar Phys., 1967, 1: 254

- 7 Wallis M K. *Nature, Phys. Sci.*, 1971, 233: 23
- 8 Wallis M K. *Planet. Space Sci.*, 1973, 21: 1647
- 9 Neubauer F M. In: Mason J W ed. *Comet Halley, Vol. 1*, New York: Horwood 1990, 84
- 10 Ip W H, Axford W I. *Nature*, 1987, 325: 418
- 11 Cravens T E. In: Battrick B ed. *Proc. 20th ESLAB Symp. on the Exploration of Halley's Comet, Vol. I* ESA AP-250, Noordwijk: ESA, 1986, 241
- 12 Liu L Z. *Ap. J.* 1999, 520: 399
- 13 Balsiger H et al. *Nature*, 1986, 321: 330
- 14 Liu L Z. *紫金山天文台台刊*, 1998, 17(2): 82
- 15 Damas M C, Mendis D A. *Ap. J.*, 1992, 396: 704
- 16 Hoyle F, Harwit M. *Ap. J.*, 1962, 135: 867
- 17 陈道汉, 刘麟仲, Clifford S. *中国科学*, 1981, 11: 1350
- 18 Ershkovich A I et al. *Planet. Space Sci.* 1972; 20: 1235
- 19 陈道汉, 刘麟仲. *中国科学, A 辑*, 1982, 5: 453
- 20 刘麟仲, 陈道汉. *中国科学, A 辑*, 1982, 8: 742
- 21 Chandrasekhar S. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Oxford: Clarendon Press, 1961
- 22 吴丁. 硕士论文, 南京: 中国科学院紫金山天文台, 1990
- 23 Ershkovich A I, Mendis D A. *Earth, Moon, Planets*, 1986, 36: 127
- 24 Ip W H, Axford W I. In: Wilkening L L ed. *Comets*, Tucson: Univ. Arizona Press, 1982: 588
- 25 Ershkovich A I, Mendis D A. *Ap. J.*, 1983, 269: 743
- 26 Chen D H, Liu L Z. *Ap. Space. Sci.*, 1992, 189: 45
- 27 Liu L Z. In: Hearn M F A ed. *Proc. IAU Colloq. 168, Cometary Nuclei in Space and Time*, Sun Francisco: ASP, 2001, in press

On the Stability of Cometary Plasma Tail

Liu Linzhong

(Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008)

Abstract

In this paper we discuss the structure and the stability of cometary plasma tail. The emphasis is placed on the stability of plasma tail and our work.

Key words comets—cometary plasma tail—magnetic cavity in comet