

星风与星际介质的相互作用

张承岳

(中国科学院紫金山天文台)

提 要

本文简要评述了星风与星际介质之间的相互作用,特别是均匀介质中的星际气泡的结构与演化、星风与非均匀各向同性介质的相互作用、星际气泡的稳定性以及星风与非均匀各向异性介质的相互作用等问题。

一、引 言

恒星与其周围的星际介质之间有着千丝万缕不可分割的联系。原始恒星在稠密的分子云中诞生以后,恒星就在它们生命的历程中不断地通过辐射和星风对周围的星际介质施加影响,它们电离、加热星际气体,推动星际气体的运动,不断向星际介质传输质量、动量与能量。在这幅错综复杂的相互作用图景中,我们得以对星际介质进行观测研究的各种辐射(连续的和谱线的,光学的和射电的),又总是与星际气体中的动力学过程相互耦合在一起。例如,早型星(O、B型星)的电离辐射产生电离氢区(H II 区),在膨胀着的电离波阵面前方又形成动力学激波波阵面^[1]。超新星将 10^{50} — 10^{51} 尔格的能量注入星际介质,产生多种多样的物理过程^{[2], [5]}。年轻恒星吹出的强大星风,在周围星际介质中形成“星际气泡”,在泡内的热传导区中产生了许多种元素的高次电离离子,从而形成如OVI离子的紫外吸收线^{[3], [4]}。在各种过程中形成的星际激波附近,不仅可能发生高能粒子的加速过程,产生非热连续辐射,而且可能产生许多需要高激发能量的分子谱线的发射(如氢分子的振动-旋转跃迁产生的红外谱线),这里还会涉及到原子的电离与复合、分子的形成与离解等物理过程。所有这些相互作用的研究,不仅对于探讨星际介质的性质至关重要,而且有助于揭示恒星诞生和演化过程中的许多重要现象的本质。

光谱型早于B2型的恒星具有强大的星风,其质量损失率为 $\dot{M}_w \sim 10^{-6} M_{\odot}/\text{年}$,速度达 $v_w \sim 1,500$ — $3,000 \text{ km s}^{-1}$,持续时间差不多可达 10^6 — 10^7 年,这样的星风大约将 10^{50} 尔格的机械能注入到周围的星际介质中去,这一能量可以与超新星壳层中的能量相比较,而比H II区膨胀所提供的机械能要大一个量级,因此星风的重要性是显而易见的。尽管星风本身是如何产生的这一问题十分重要,但本文将仅限于讨论星风与周围星际介质的相互作用。

在均匀分布的介质中,超声速星风将产生一个球形“气泡”,其内部是低密度的高温气体。处理这类问题涉及到流体动力学方程,当然还要考虑电离平衡及各种辐射过程。在某些简化

情形下通过相似分析得到星际气泡运动状态的自模拟解是很有意义的。但是在大多数复杂情况下还是要结合数值计算才能得到详细的结果。所以, 巧妙地将分析的方法与数值计算方法结合在一起, 往往是解决复杂的动力学问题的一种十分有效的途径。

在非均匀各向异性介质中, 问题变得更为复杂, 其困难在于难以事先知道星际气泡的形状(而均匀介质中总是球形的), 不能明显地写出气泡表面面积或体积对坐标的函数关系式, 从而不能用简单的方法确定扫积到壳层中来的星际物质的质量。文[7]、[10]考虑了这类复杂的情形。文[11]还考虑到中心恒星的自转及磁场的影响, 在作了许多简化假设之后, 得到了磁化气泡半径随时间变化的解。这些工作形成了这一领域中新的研究方向, 势必引起人们极大的兴趣。

二、均匀介质中的星际气泡

当介质均匀分布时, 星风与介质相互作用动力学系统的空间结构, 在整个演化过程中总是球对称的, 这就使得问题得到很大的简化。

周围星际介质中的典型声速是 $\sim 1\text{kms}^{-1}$ (中性气体)或 $\sim 10\text{kms}^{-1}$ (电离区)左右, 因此速度高达 $\sim 2 \times 10^3\text{kms}^{-1}$ 的星风开始推动星际气体运动时肯定是超声速的, 必然要产生激波。这一激波将周围的星际气体扫积成一个壳层, 这一壳层起着一个“活塞”的作用。在星风为静止的参考系中来看, 此“活塞”超声速地推进到星风中去, 从而形成另一个面朝恒星方向的激波^[6]。因此, 气体流动的图样可以分为四个不同的区域: (a) 超声速星风; (b) 被激波 S_1 冲击后的星风区域; (c) 被激波 S_2 扫积进来的星际气体壳层和 (d) 密度为 ρ_0 的周围星际气体。图 1 这一结构很象在均匀星际介质中被星风吹成的一个“气泡”, 气泡外部是较稠密的星际气体, 内部则是高温的低密度气体。

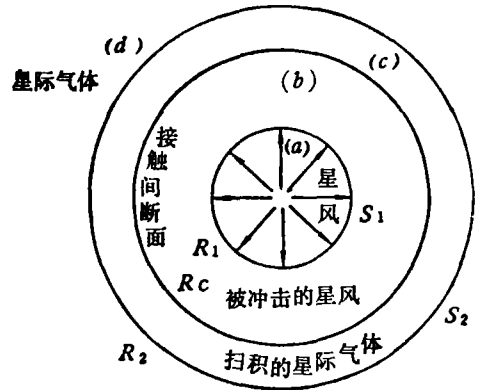


图 1 星际气泡结构示意图^[4]

这一气泡随时间的演化过程大致可分为三个阶段: (a) 自由膨胀的初始相, 持续时间大约 10^2 年; (b) 绝热膨胀相: 在这一相中膨胀速度很快, 以至辐射损失还来不及影响到系统的任一部分, 每个区域的动力学都可用绝热流动力学来描述, 持续时间大约 10^3 年; (c) 雪耙相: 在这一相中, 辐射损失使得区域 (c) 中被扫积的星际气体坍塌成一个很薄的壳层。这一相的持续时间大约占据了恒星强星风整个寿命的绝大部分, 因而也是最重要的。

(1) 绝热相: 忽略引力作用, 考虑到球对称性, 气体的动量方程、连续性方程和绝热方程分别为

$$\begin{cases} \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0, & (1) \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial v}{\partial r} + 2 \frac{\rho v}{r} = 0, & (2) \end{cases}$$

$$\left\{ \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r} \right) (\rho \rho^{-\gamma}) = 0, \right. \quad (3)$$

其中 γ 是气体的绝热指数。区域(c)的外边界 R_2 处是激波 S_2 , 内边界 R_c 则是将扫积的星际气体与被冲击的星风区域(b)分开的接触间断面。由 L_w 、 ρ_0 、 r 及 t 所组成的唯一的无量纲变量只能是 $\xi \equiv r/R_2(t)$, 其中 $L_w = \frac{1}{2} \dot{M}_w V_w^2$ 是稳态星风的输入功率,

$$R_2(t) \equiv \alpha (L_w t^3 / \rho_0)^{1/5}, \quad (4)$$

$\alpha = 0.88$ 是一个常数。文[4]求得了区域(c)中的速度、密度和压强的自模拟解, 从而确定了接触间断面的位置 $R_c = 0.86 R_2$, 接触间断面的速度 $v(R_c) = 0.86 V_2$, V_2 是激波 S_2 的速度。

由于激波 S_1 的作用, (b)区内的温度很高, 以至声速与 V_w 几乎是同一量级, 远远大于 $\frac{dR_1}{dt}$, 这就允许我们假设(b)区的压强是处处相等的。在等压情形下可得(b)区气体运动的分析解:

$$\begin{cases} v(r, t) = \frac{11}{25} \frac{R_c^3}{r^2 t} + \frac{4}{25} \frac{r}{t}, & (5) \\ p(r, t) = p(R_c) = 21.24 \alpha^2 L_w^{2/5} \rho_0^{3/5} t^{-4/5}, & (6) \\ \rho(r, t) = 0.628 (\dot{M}_w^2 \rho_0^3 V_w^{-6})^{1/5} t^{-4/5} \left[1 - \frac{r^3}{R_c^3(t)} \right]^{-3/35}, & (7) \\ R_1(t) = 0.90 \alpha^{3/2} (\dot{M}_w / \rho_0)^{3/10} V_w^{1/10} t^{2/5}. & (8) \end{cases}$$

(2) 雪耙相: 当辐射致冷时标 t_c 与系统动力学时标 t_d 可相比拟时, 绝热相即告结束。进入雪耙相以后, 由于辐射能量损失, 区域(c)中被扫积进来的气体坍塌成为一个很薄的几乎是等压的壳层。因为此壳层极薄, 故 R_2 既代表外部激波 S_2 的半径, 又代表壳层与区域(b)中热气体的交界面。激波 S_2 推动这一薄壳层中被扫积的气体几乎以同一速度 V_2 一起向前运动, 就象雪耙扫动积雪的情形那样, 故称“雪耙相”。在雪耙模型的近似条件下, 气体的运动方程可简化为

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4\pi}{3} R_2^3 \rho_0 \frac{dR_2}{dt} \right) = 4\pi R_2^2 p, \quad (9)$$

其中已设 $R_1 \ll R_2$; 若 R_1 与 R_2 之间的气体是等压的, 且其内能远远超过动能, 则有

$$\frac{dE}{dt} = L_w - 4\pi R_2^2 p \frac{dR_2}{dt}, \quad (10)$$

$$E = \frac{3}{2} \frac{4\pi}{3} R_2^3 p. \quad (11)$$

由(9)、(10)和(11)式易知

$$E = \frac{5}{11} L_w t, \quad (12)$$

$$R_2 = \left(\frac{125}{154\pi} \right)^{1/5} L_w^{1/5} \rho_0^{-1/5} t^{3/5}, \quad (13)$$

$$p = \frac{7}{(3,850\pi)^{2/5}} L_w^{2/5} \rho_0^{3/5} t^{-4/5}. \quad (14)$$

在区域(b)内温度高达 $>10^6 \text{K}$, 但密度却很低, 并且随着气泡向外膨胀, 总能保持较低

的密度。区域(c)中的温度差不多为 10^4K , 辐射冷却引起的坍缩使这一壳层内具有较高的密度。因此将发生从(b)向(c)的热传导能流, (c)壳层中的冷物质又被加热而蒸发, 携带着机械能流进入(b)区中, 这一过程对星际气泡的内部结构起着极为重要的作用^[4]。对于(b)区来说, 与来自星风的质量流相比, 从(c)壳层来的蒸发物质成了主要的质量来源; 而对于(c)壳层来说, 蒸发引起的冷物质的消耗, 与不断扫积进来的星际气体相比则是可以忽略不计的。代替绝热方程(3), 采用考虑热传导的能量方程, 在不计及辐射损失时, 可以得到(b)区的温度分布为^[4]

$$T_b = 2.07 \times 10^6 L_{36}^{8/35} n_0^{2/35} t_6^{-6/35} \left(1 - \frac{r}{R_2}\right)^{2/5} \text{K}, \quad (15)$$

其中 $L_{36} \equiv L_W / (10^{36} \text{ergs}^{-1})$, $t_6 \equiv t / (10^6 \text{yr})$, n_0 是周围星际气体的数密度。

计及辐射损失时, (b)区的能量方程和元素 i 的第 j 次电离离子的电离平衡方程分别为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r}\right) \left(\frac{3p}{2\rho}\right) - \frac{p}{\rho^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial r}\right) \rho = \frac{1}{\rho r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 K \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{n_e n \Lambda}{\rho}, \quad (16)$$

$$\frac{\partial n_{i,j}}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 v n_{i,j}) = n_e n_{i,j-1} C_{i,j-1} + n_e n_{i,j+1} a_{i,j+1} - n_e (C_{i,j} + a_{i,j}) n_{i,j}, \quad (17)$$

其中 K 是热传导系数, $K = CT^{5/2}$, C 很弱地依赖于温度 T ; 而冷却函数 Λ 满足

$$n_e n \Lambda = n_e \sum_i \sum_j n_{i,j} (\sum_k C'_{i,j,k} \chi_{i,j,k} + C_{i,j} \chi_{i,j}) + n_e n \Lambda_b, \quad (18)$$

其中 n_e 为电子浓度, $n_{i,j}$ 是第 i 种元素的第 j 次电离离子的数密度, $C_{i,j}$ 是第 i 种元素的碰撞电离速率系数, $a_{i,j}$ 是辐射复合和双电子复合速率系数, $C'_{i,j,k}$ 是该离子被电子碰撞从基态激发到 k 激发态的速率系数, $\chi_{i,j,k}$ 是该离子第 k 激发态的激发电势, $\chi_{i,j}$ 则是该离子的电离势, Λ 则为韧致辐射的冷却函数。

由方程(16)、(17)、(18), 再加上连续性方程(2), 可求得某一时刻 t 时星际气泡内部的温度、密度分布的结构。一个典型的星际气泡在 $t = 10^6$ 年时的详细结构如图 2 所示。

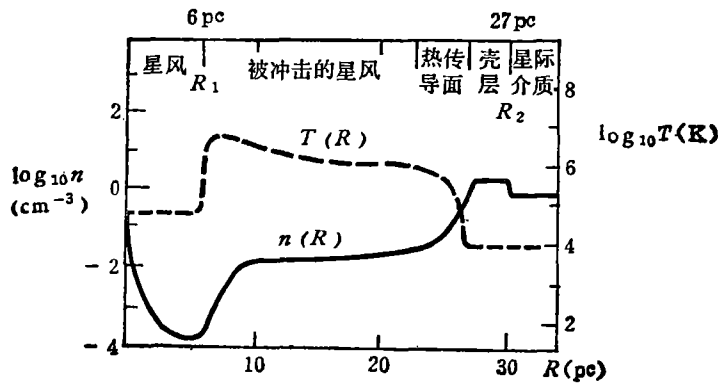


图 2 典型星际气泡的详细结构^[4] ($t = 10^6$ 年)

(3) 观测检验的可能性。星际气泡内部温度很高, 碰撞电离导致产生许多原子的多次电离的离子。例如, 由上述星际气泡的结构, 可以求得 OVI 离子的柱密度为

$$N_{\text{OVI}} \approx 3.4 \times 10^{16} X_{\text{O}} n_0^{9/35} L_{36}^{1/35} t_6^{8/35} \text{cm}^{-2}, \quad (19)$$

其中 X_{O} 是氧的丰度。这一结果与哥白尼卫星获得的 OVI 紫外吸收线的观测资料符合得较好。

大多数观测到的OVI紫外吸收线都具有相对于恒星的蓝移,典型的数值为 $10-12\text{kms}^{-1}$,这一事实支持了膨胀的星际气泡模型。较晚型的星,则OVI吸收线的蓝移速度要小得多,这正是由于它们的星风已经很弱^[4]。

文[4]还计算了其它几种可能产生紫外吸收线的离子的柱密度 $N(X)$,发现对于CIV、NV、SiIV和SIV离子, $\log[N(X)/N(\text{OVI})]$ 分别为 -0.8 、 -1.2 、 -2.0 和 -1.5 ,其中除了NV的数值与观测 $\lambda\text{S}_{\text{CO}}$ 谱得到的值 -1.6 不一致外,其余的值皆与观测值相符。

气泡内部的热气体又是软X射线源。在 $44\text{\AA}-70\text{\AA}$ 范围内计算出X射线积分亮度为 $L_{44-70}\sim 10^{38}\text{ergs}^{-1}$,这一功率与超新星壳层的相比当然是很弱的。但是,已经发现了猎户座方向上软X射线强度的超余,这可能正是猎户座中诞生不久的早型星吹出的星际气泡产生的。

利用气泡内各种多次电离离子的光学的及紫外的发射线,可以观测到气泡。但是,这一热区域的发射测度(EM)₀估计为 $10^{-2}\text{cm}^{-6}\text{pc}$ 是太弱了。考虑到临边增亮效应,发射测度可达 $10^{-1}\text{cm}^{-6}\text{pc}$,这样的发射测度可以利用天空望远镜进行探测^[4]。

三、星风与非均匀介质的相互作用

考虑一个恒星,其星风的功率随时间而变化, $L_W=K_W t^{-m}$,处在一个非均匀的各向同性介质之中,周围介质的密度分布为 $\rho_0=K_\rho r^{-n}$ 。在这种情况下,被扫积到壳层 S_2 内来的物质质量增加率为

$$\frac{d}{dt} M = 4\pi R_2^2 \frac{dR_2}{dt} \rho_0(R_2), \quad (20)$$

而相应于方程(9)的动量方程变为

$$\frac{d}{dt} \left(M \frac{dR_2}{dt} \right) = 4\pi R_2^2 p. \quad (21)$$

当辐射冷却时标 t_c 大于系统动力学时标 t_d 时,能量守恒方程仍如(10)式,由方程(10)、(11)、(20)和(21)可解得

$$R_2(t) = \left[\frac{(5-n)^3(3-n)K_W}{2\pi K_\rho(7-2n+4m-mn)(11-n+7m-mn)(3+m)} \right]^{\frac{1}{5-n}} t^{\frac{3+m}{5-n}}. \quad (22)$$

当辐射冷却极快,以至 $t_c \ll t_d$,甚至 S_1 也将成为辐射激波,这时(b)区将坍缩,导致 $R_1 \approx R_2$,壳层将直接由星风的撞击压强所驱动。代替能量守恒方程(10),采用压力平衡方程

$$p = \frac{L_W}{2\pi R_2^2 V_W}, \quad (23)$$

则由(20)、(21)式可得

$$R_2(t) = \left[\frac{(4-n)(3-n)K_W}{4\pi K_\rho(1-2m)(1-m)} \right]^{\frac{1}{4-n}} t^{\frac{2-2m}{4-n}}. \quad (24)$$

实际情形介于动量驱动情形(24)式和能量驱动情形(22)式之间。当星风是稳态的时候,即 $m=0$ 时,(24)式和(22)式分别蜕化为文[7]中的(3)式和(6)式。当 $n=0$ 、 $m=0$ 时,(22)式就是均匀介质情形下的(13)式,而(24)式则与文[4]的结果相一致。

新的原恒星诞生于稠密的分子云中, 而分子云本身的密度分布并不均匀。而且, 即使分子云本身是均匀的, 当星际气泡膨胀到分子云边界处时, 也将碰到密度突然下降的情形。因此, 上述不均匀介质中的结论具有一定的普遍性。在这种情形下, 星际气泡的稳定性则是特别令人感兴趣的问题。

壳层 S_2 内的稠密的冷气体与 (b) 区内的低密度热气体相接触。在随 S_2 壳层一起运动的参考系中, 单位质量流体所受的力可表示为

$$f = - \left(g + \frac{d^2 R_2}{dt^2} \right) \frac{R_2}{R_2}. \quad (25)$$

设 $R_2 = At^\alpha$, 则重力加速度为 $g = \frac{GM_*}{R_2^2} = \frac{GM_*}{A^2} t^{-2\alpha}$, 其中 M_* 是中心星的质量, 而 $\frac{d^2 R_2}{dt^2} = A\alpha(\alpha-1)t^{\alpha-2}$ 。若 f 沿径向向外, 则相当于较重的流体置于较轻流体之下, 流体将是稳定的, 条件是

$$a(\alpha-1)t^{3\alpha-1} < -GM_*/A^3. \quad (26)$$

当 g 可略去时, 稳定的条件是 $\alpha < 1$, 即

$$n + m < 2. \quad (27)$$

在著名的猎户座四边形星周围观测到高速运动的纤维。人们认为, 这些年轻恒星吹出来的星际气泡穿越分子云边缘时, 周围介质密度突然下降, 破坏了(27)式成立的条件, 引起瑞利-泰勒不稳定性, 造成气泡的爆发, 拱星壳层破碎为一些高速运动的纤维。

在星际介质中存在着许多小块的云, 当星风吹过这些小云时, 将产生弓形激波, 并且引起小云的加速。具体计算表明, 这类模型可以用来较好地解释哈比格-哈罗天体的许多现象^[8]。

最后应该提及的是, 星风与非均匀各向异性分布的星际介质相互作用的研究也是十分重要的。这时的情形更具有普遍性, 也更为复杂。Cantó 和 Rodriguez 考虑了周围介质中各向异性压力分布产生的影响, 提出了星风聚焦机制来解释哈比格-哈罗天体的许多现象^[9]。1982年Giuliani 在所谓“薄壳”近似下, 详细分析了各向异性分布和存在磁场的条件下星际气泡的形状与演化, 得到了普遍的计算公式^[10]。1982年Königl 考虑了各向异性一维密度分布下星际气泡的变化, 指出在密度梯度最大的方向上星际气泡将变得扁长, 通过瑞利-泰勒不稳定性, 形成拉瓦喷嘴, 产生向两个相反方向的超声速喷流, 并以此来解释稠密分子云中的双极外流现象^[7]。

总之, 正象非均匀H II区中的“香槟酒”相正在引起人们极大的兴趣一样, 对于星风与各向异性非均匀介质的相互作用的研究也必将得到新的发展。可以预见, 这一领域的研究工作, 必将加深人们对于恒星和星际介质的演化, 以及诸如哈比格-哈罗天体、分子云中的高速双极外流源等重要的天体物理现象的理解。

参 考 文 献

- [1] Oort, J. H. & Spitzer, L., *Ap. J.*, 121 (1955), 6.
 [2] Spitzer, L., in *Physics Processes in the Interstellar Medium*, Chapter 12.
 [3] Castor, J. et al., *Ap. J.*, 200 (1975), L107.

- [4] Weaver R. et al., *Ap. J.*, **218** (1977), 377.
[5] Woltjer, L., *Ann. Rev. A. Ap.*, **10** (1972), 129.
[6] Dyson, L. E. & Williams, D. A., in *The Physics of the interstellar Medium*.
[7] Königl, A., *Ap. J.*, **261** (1982), 115.
[8] Schwartz, R. D., *Ap. J.*, **223** (1978), 884.
[9] Cantó, J. & Rodriguez, F., *Ap. J.*, **239** (1980), 982.
[10] Giuliani, J. L., *Ap. J.*, **256** (1982), 624.
[11] Draine, B. T., *Ap. J.*, **270** (1983), 519.

Interaction between Stellar Wind and Ambient Interstellar Gas

Zhang Chengyue

(*Purple Mountain Observatory, Academia Sinica*)

This paper briefly reviews the interaction between stellar wind and ambient interstellar gas, with interests focussed on the problems about the structure and evolution of the interstellar bubble in the uniform medium, stability of an interstellar bubble, the interaction of stellar wind with an isotropic non-uniform medium and that of stellar wind with an anisotropic non-uniform medium.