

赫比格 - 哈罗天体高分辨观测研究进展

王 红 池

(中国科学院紫金山天文台 南京 210008)

摘 要

赫比格 - 哈罗天体 (HH 天体) 包含了有关原恒星吸积和抛射过程的许多重要信息。HH 天体高分辨观测研究取得了一系列新进展: 分辨出激波峰面、马赫盘和辐射冷却区; 分辨出喷流节点的结构, 发现它们大多是内工作面, 而不是由 Kelvin-Helmholtz 不稳定性所产生的斜激波; 发现喷流宽度随到激发源距离的减小仅缓慢减小, 对喷流的准直和加速模型提供了限制条件; HH 天体在小尺度上尚有复杂的激发结构。对这些进展进行了评述。

关键词 星际介质: 赫比格 - 哈罗天体 — 星际介质: 喷流和外流 — 恒星: 形成

分类号 P145.4

1 前 言

赫比格 - 哈罗天体 (HH 天体) 是与恒星形成区成协的小尺度激波区域。它有独特的光谱特征, 其连续谱很弱, $H\alpha$ 发射和禁线发射 (如 [S II] $\lambda\lambda$ 6717/6731、[N II] $\lambda\lambda$ 6548/6583、[O I] $\lambda\lambda$ 6300/6363) 很强。HH 天体的形态各异, 有节点 (knot)、弓激波 (bow shock)、星云 (nebula)、喷流 (jet) 等形态。自 50 年代初美国天文学家 Herbig^[1] 和墨西哥天文学家 Haro^[2,3] 在 $H\alpha$ 发射线星搜寻工作中首次发现 HH 天体以来, 迄今国际上共发现 400 多个 HH 天体。

由于 HH 天体与星云或发射线星成协, 50 年代曾认为它们是刚形成的 T Tau 型星^[4]。1974 年 Strom 等人^[5] 在 HH 100 附近探测到一颗嵌埋红外源, 他们因此提出 HH 天体是年轻星从周围云的空洞中透射出来的反射光。另一方面, Schwartz^[6] 根据 HH 天体光谱和一些超新星遗迹光谱之间的类似性提出, 来自 T Tau 型星的超声速星风与周围介质相互作用时产生辐射激波 (radiative shock), HH 天体由此而产生。Schmidt 和 Miller^[7] 对 HH 24 的分光偏振观测表明, HH 24 的发射线无偏振, 有偏振的是连续谱。这说明发射线产生于激波中, 连续谱是反射光。他们的观测结果表明 HH 天体的激波模型是正确的, 因而结束了反射光模型和激波模型之争。1979 年 Cudworth 和 Herbig^[8] 对 HH 28/29 的观测以及 1981 年 Herbig 和 Jones^[9] 对 HH 1/2 的观测表明 HH 28/29 和 HH 1/2 的自行速度达几百 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。HH 1/2 的自行速度矢量清楚地表明 HH 1/2 的双极性质。

高准直的 HH 喷流自 80 年代被观测到^[10,11] 以来, 一直是 HH 天体研究的热点。当消光

足够小时, 在光学波段可以看到两个高准直的、方向相反的外流瓣。这些喷流由一系列暗弱的节点组成, 节点的典型宽度为 $0.6 \sim 0.8''$ ($280 \sim 380 \text{ AU}$), 节点的间隔为几角秒 (\approx 几千 AU)。沿外流方向离激发源较远的地方有时可见大的弓形激波。以前一直认为喷流的尺度仅为零点几 pc, 但近来人们发现 HH 流动 (flow) 从激发源到终端工作面的尺度可达几 pc^[12~14]。对喷流视向速度和自行的测量表明, 喷流的典型空间速度为几百 $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ ^[15,16]。当喷流撞击下游物质时, 将产生一个工作面。工作面由两个激波组成: 一个向前的弓激波和一个向后的激波 (或称为马赫盘)。向前的弓激波加速激波前的气体, 马赫盘使喷流减速。当激波前气体为中性时, 进入激波的中性氢由于碰撞而激发, 激波峰面后出现 $\text{H}\alpha$ 发射。对于禁线发射此种过程也存在, 但由于金属丰度低, 这种发射难以观测到。当激波速度 $\leq 80 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 时, 激波后气体不会完全电离, 中性氢的碰撞激发发射在激波后区域一直存在。当激波后气体冷却时, 既辐射氢的复合线, 也辐射电子碰撞激发产生的禁线。因此, 在发射线图像中, $\text{H}\alpha$ 应该出现在比 [S II] 更靠近激波峰面的地方。由于上述原因, 通过寻找没有禁线发射的 $\text{H}\alpha$ 弧形结构可以有效地证认激波峰面所处的位置。

在过去的十几年里, 关于 HH 喷流中节点的起源有两种截然不同的观点, 并且均有观测上的支持。一方面, Ray 等人^[17] 提出喷流束具有 Kelvin-Helmholtz 不稳定性, 观测到的节点是由这种不稳定性引起的斜激波产生的; 另一方面, Dopita^[18] 和 Reipurth^[19] 认为喷流是激发源喷发所驱动的, 源的变化导致内工作面沿喷流轴线运动。一些观测者曾用前一模型解释喷流中节点^[20,21], 而另一些观测者曾用后一模型解释喷流中的节点^[16]。

HH 喷流从极年轻星中抛射出, 大部分激发源仍然深埋在母云中。虽然对年轻星如何准直和加速喷流目前还没有一致的看法, 但 T Tau 型星的吸积率和外流率的相关揭示了盘吸积是喷流的最终能量来源^[22,23]。HH 天体研究的意义首先在于它不仅揭示了 HH 天体中的物理过程, 还能提供有关年轻星质量外流的许多重要信息, 如速度、密度、动量、质量损失率、喷发活动和喷流方向随时间的变化等。其次, 由于年轻星质量外流由其吸积所驱动, 对 HH 天体进行研究可以了解年轻星的吸积历史。第三, CO 分子外流和 H_2 近红外发射分别是年轻星质量外流在射电和红外波段的表现, 对 HH 天体进行研究可以了解 CO 分子外流的驱动机制和 H_2 近红外发射的激发机制。最后, 年轻星质量外流活动是分子云动能的主要来源, HH 天体研究对分子云演化的研究有重要影响。

2 哈勃空间望远镜对 HH 天体的观测

哈勃空间望远镜 (HST) 运行在离地球 600 km 的轨道上, 避免了地球大气对观测的影响, 其探测器 WFPC2 具有 $0.1''$ 的空间分辨率。自 1990 年发射升空以来, 哈勃望远镜已对二十多个 HH 天体作了成像观测。其前所未有的高空间分辨率带来了许多新发现, 分辨了 HH 天体的激波结构, 分辨出喷流中的单个激波, 并且首次揭示了激波是如何从喷流向周围介质传播的。哈勃望远镜对 HH 天体的观测使年轻星质量外流的研究向前迈进了一大步。

2.1 分辨出激波峰面、马赫盘和激波峰面后的辐射冷却区

如前言中所述, 在稳态喷流的数值模拟中总是出现一个向前的激波 (即弓激波, 它加速周围物质) 和一个反激波 (即马赫盘, 它减速喷流物质), 马赫盘的尺度很好地代表了喷流的宽度。然而, 当喷流是间歇性的和高密度 (如恒星喷流) 时, 在快速喷流物质追赶上慢速喷流

物质的地方将形成激波。初始时刻马赫盘存在于每一个工作面，但一旦朝向激发源的一面不再有物质进入工作面时这些马赫盘会消失，因此不能期望在每个弓激波后面都能观测到一个马赫盘。另外，当速度较快的弓激波追赶上较慢的弓激波时这些弓激波将合并。

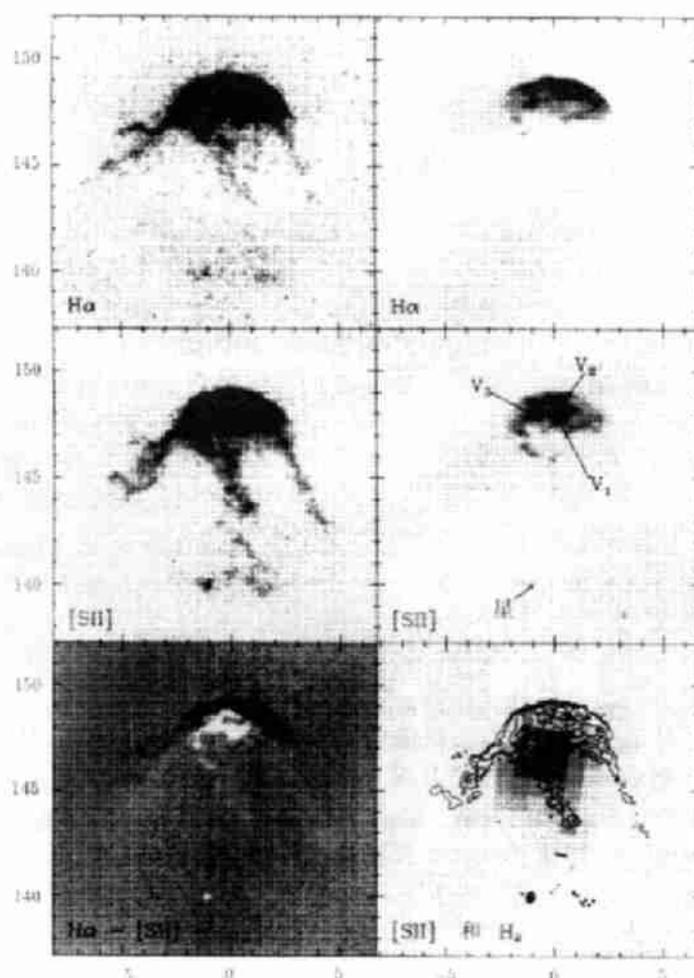


图1 HH 111V 的 $H\alpha$ (上, 左右图对比度不同)、 $[S II]$ (中, 左右图对比度不同)、 $H\alpha - [S II]$ 图像 (左下) 和 $[S II]$ 等强度线叠加在 H_2 发射图像上 (右下)^[24]

横坐标和纵坐标的单位均为 (")，纵坐标表示离激发源的距离

HH 111 是一个典型的 HH 喷流，它位于暗云 L1617 中，距离地球约为 470pc，其激发源 (IRAS 05491+0247) 是一颗嵌埋在分子云核中的年轻星。图 1 显示 HH 111V 是一个特别明晰的弓激波。HH 111V 没有 $[O III]$ 发射，激波速度应该相对较低，然而它的自行却相当大 ($\approx 400\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)。节点 V 中的 $H\alpha$ 发射主要来源于弓激波前导边的纤维结构 (filament)。这些 $H\alpha$ 纤维可以证认为紧随激波峰面的区域，进入激波的中性气体在此区域中被碰撞激发。

此碰撞激发 $H\alpha$ 发射的薄层包裹弓激波的顶点, 并沿弓激波的两翼延伸。沿着前导边, $H\alpha$ 流量从顶点向两翼减少, 这也许是由于两翼的激波速度较小和激波前密度较低的原因。 $H\alpha$ 发射的纤维状形态可能源于弓激波表面有皱褶。在此几何结构中, 激波与视线相切之处出现 $H\alpha$ 占主导的细线 (strand) [25]。套在 $H\alpha$ 薄层内的是些 [S II] 发射占主导的区域, 这些区域形成一个与 $H\alpha$ 弓激波平行的弧形结构, 此结构与弓激波相距 $0.5''$ (230AU)。 $H\alpha$ 和 [S II] 在空间位置上的这一偏移被认为是激波后的冷却距离。

沿着弓激波, 顶点处的激波速度最大。与翼上的气体相比顶点处的气体受到更多的加热和电离。当顶点后的气体冷却时, 除辐射低激发线 (如 [S II] $\lambda\lambda$ 6717, 6731) 外, 还辐射更高激发的发射线, (如 $H\alpha$)。因此, 处于弓激波翼的冷却层的 $H\alpha$ 发射比较弱, 而弓激波顶点

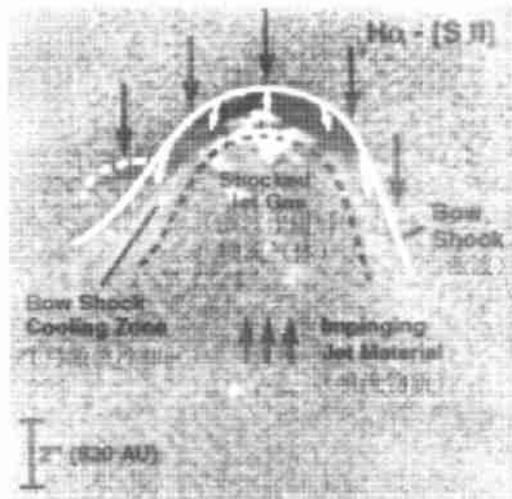


图 2 HH 111V 弓激波示意图 [24]

弓激波用白的实线表示, 左翼上翘的 $H\alpha$ 纤维用白的虚线表示。箭头表示在弓激波坐标系中流体的流动方向, 黑的虚线标明了弓激波后冷却层的内边界, 它粗略地区分了弓激波后的冷却物质和受到激波作用的喷流物质

后的冷却气体应该有相对较多的 $H\alpha$ 发射。正如所预期的那样, 离顶点近的节点 V_2 、 V_3 有明显的 $H\alpha$ 发射, 而节点 V_1 主要是 [S II] 发射。HH 111V 中弓激波后冷却层和受到激波作用的喷流物质中的团块结构可能都起源于冷却不稳定性 [26]。

在图 2 中示意性地标明了 HH 111V 中的一些结构的位置。HH 111V 沿着喷流轴线没有明亮的碰撞激发 $H\alpha$ 纤维, 马赫盘的位置不清楚, 最可能的位置是靠近节点 V_1 处, 此节点位于喷流轴线, 在工作面内所有节点中此节点的 [S II]/ $H\alpha$ 之比最大。但是, 将节点 V_1 证认为马赫盘有一个问题: V_1 的尺度太小。在喷流的数值模拟 [27] 和 HH 47A、HH 34 的观测中, 马赫盘的典型

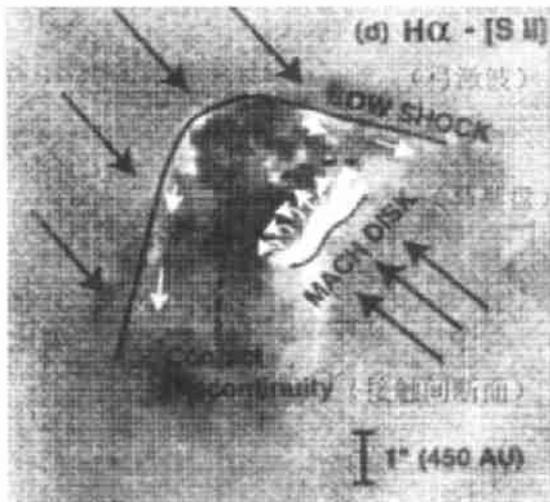


图 3 HH 47A 工作面的细致结构 [28]

箭头表示弓激波坐标系中流体运动。注意: 与前面其它图像相反, $H\alpha$ 发射相对 [S II] 发射较强的区域这里用白色表示

尺度是弓激波的横向宽度的 $1/4$ 。 V_1 位置处弓激波的横向尺度是 $5''$ (2400AU), 因此喷流的宽度应该是 $1 \sim 2''$ (470 ~ 940AU), 这远大于 V_1 的尺度。

HH 46/47 是最早发现的 HH 喷流之一。它位于古姆星云 (Gum Nebula) 中, 距离地球约 450pc, 其激发源是一嵌埋红外源。HH 47A 的 HST 图像清晰地显示了激波工作面中的马赫盘。图 3 显示 HH 47A 的前导边缘以一个明亮 $H\alpha$ 纤维为边界, 此纤维可证认为弓激波, 图 3 也证实了地面图像中位于 HH 47A 后随边缘的 $H\alpha$ 发射明亮的区域。在 HST 图像上这是一个非常狭窄的纤维, 可以将此结构证认为马赫盘的激波峰面, 并将 $H\alpha$ 的发射归结为氢的碰撞激发。位于这两个激波峰面之间的是一层 [S II] 明亮的区域, 可见 (由于投影而叠加) 弓激波后和反激波后的冷却区的辐射, 冷却区由许多典型尺度为 110AU 的节点组成, 结构较混乱。

$H\alpha/[S II]$ 之比经常被用来表示激波强度, 数值大对应于激波强。以前根据地面观测资料曾假设 HH 47A[S II] 明亮区域的所有辐射均由弓激波产生, 整个马赫盘都是 $H\alpha$ 明亮的。由此导出反激波比弓激波强, 并进一步导出喷流密度小于周围介质密度。这一特征在恒星喷流中很罕见, 因为观测到的其它恒星喷流的密度都高于周围介质。现在我们看到马赫盘后的冷却区在空间上被分辨, 明亮的 $H\alpha$ 纤维仅仅标明了位于激波峰面的狭窄的碰撞激发区域。事实上, HH 47A 中弓激波和反激波的强度相当, 喷流和周围介质的密度也相当。

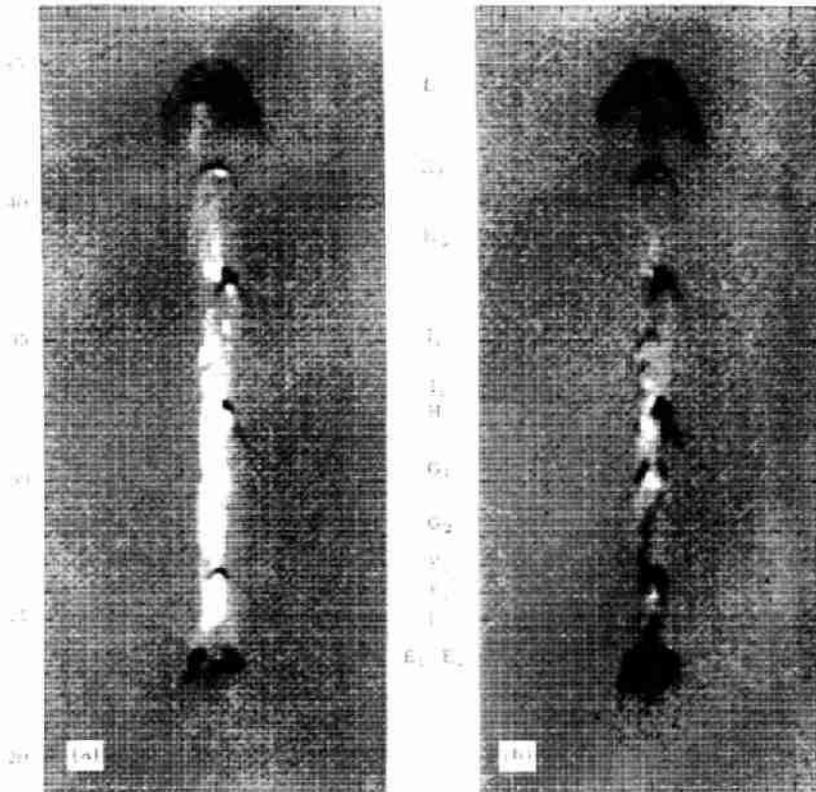


图 4 HH 111 喷流的 $H\alpha$ 发射和 [S II] 发射的比较^[24]

左: $2\times H\alpha-[S II]$, 右: $4\times H\alpha-[S II]$. 黑色代表 $H\alpha$ 发射强, 白色代表 [S II] 发射强. 横坐标和纵坐标表示离激发源的距离, 单位为 ($''$)

2.2 分辨出喷流的内工作面和激波峰面

图 4 是 HH 111 喷流的 $H\alpha$ 图像和 [S II] 图像相减的结果, 它展现了几个显著的弧形结构 (arc)。这些弧形结构的 $H\alpha$ 特别明亮, [S II] 发射尾随其后。其中一些弧形结构 (K_1, F_1) 呈完整的弓形且相对于喷流轴线对称, 其它则是单边的 (例如, H, I_1, J)。节点 G_1 和 E 有明亮的 $H\alpha$ 翼, 而中间却是断开的。

由图 4 可见, 所有的弧形结构都是顶点与激发源的距离比两翼与激发源的距离大。在喷流体内产生这种形状有两种可能: 一种可能是快速物质同时又是高密度时, 它在慢速物质中的运动像一颗 ‘子弹’, 会产生弓激波; 另一种可能是喷流内存在固有的速度梯度, 轴线上速度最大, 朝轴线两边速度减小。在此情况下, 喷流物质穿过工作面后被推向轴线两边时将碰上慢速的喷流物质, 因而被向后扫去, 形成子弹状的弓激波。上述两种情况中喷流轴线上的速度比边缘高。具有这种速度结构的喷流已经在几个区域中被观测到 (例如, HH 24, HH 34, HH 47)。

在 HH 111 喷流中大激波后跟着许多小激波, 这些小激波中的绝大部分气体事实上是喷流物质。弓激波 K 是一个例子, 它完全处在节点 L 的两翼之内。节点 L 处在节点 O (节点 O 已超出图 4 的范围) 的弓激波之内, 而节点 O 又处在更大的弓激波—节点 P (节点 P 也超出图 4 的范围) 之内。在这些弓激波中所有外部介质均被朝边上推去, 因此我们观测到的发射物质应该是喷流物质而非被拖带到湍动混合层的周围介质。如果这样的湍动混合层存在, 或者喷流节点是由于快速喷流和慢速周围介质之间的剪切不稳定性而形成, 观测到的应该是沿着喷流边缘的混乱的激波结构。相反, 除节点 E 以外, 可看到一个明显的类似于密度高、间歇性流动所呈现的大小相套的弓激波序列, 每个弓激波都有清晰的两翼。

HH 111 喷流的 [S II] 图像显示了喷流明显的波浪状结构。每个扭摆 (wiggle) 对应于一个不对称 $H\alpha$ 弓激波。这些扭摆可能起源于喷流中喷发速度和角度的变化。目前尚没有充分的证据表明喷流物质绕喷流轴线作螺旋线运动。所有的运动似乎都是弹道的, 喷流形态可以用喷发角度的变化来解释。

对 HH 111 中节点的形态可作如下解释: $H\alpha$ 标明了激波的位置, 这些激波由喷流的速度和喷发方向的变化而引起。当气体逐渐冷却时在 $H\alpha$ 后有 [S II] 发射。如果新的喷发沿着喷流轴线, 我们看到的是对称的弓激波, 当喷发稍微偏离喷流轴线时我们仅能看到弓激波的一个边^[29]。HH 47 的哈勃望远镜图像中有类似的 $H\alpha$ 翼, 它可能起源于同种原因。

在 HH 111G1 的两翼 $H\alpha$ 比 [S II] 相对较强, 而在中间并非如此。一种可能性是, 节点前的喷流物质在轴线上的速度大而在边缘处的速度小, 因此形成的激波仅在边缘可见。另一种可能性是, 激波前物质在边缘处的密度比轴线上高, 从而导致边缘上的激波更为明亮。

到目前为止 HST 已对 3 个延展的 HH 喷流: HH 111、HH 47 和 HH 34 进行了观测。其中 HH 34 喷流位于暗云 L1641 中, 距离地球 470pc, 其激发源是一颗红外源。3 个喷流有一些共同的特点: 其构成均为随距离增加而亮度减弱的准直的喷流束和尺度较大的弓激波; 喷流束的 [S II] 比 $H\alpha$ 明亮; 在 $H\alpha$ 占主导处, $H\alpha$ 发射的小束 (wisp) 向轴线两边延伸; 每个喷流均起始于激发源附近的反射星云的顶点附近。HH 34 喷流的基部最窄 ($< 0.3''$ (140AU)), 喷流的宽度随到激发源的距离的增加而增加 (靠近源处 $0.2 \sim 0.3''$ (90~140AU), 离源 $> 30''$ (1.4×10^4 AU) 处超过 $1''$ (470AU))。HH 111 的宽度基本不变, 为 $0.8''$ (380AU)。HH 47 由一系列杂乱的节点组成, 没有明显的对称。HH 47 喷流的宽度至少为 $2''$ (940AU), 在喷流偏离轴线的地方光

滑的 $H\alpha$ 弧形结构向喷流侧向延伸, 并指向激发源。HH 111 喷流束的 [S II] 虽然比 $H\alpha$ 平滑, 依然包含有节点。这些 [S II] 节点构成致密弓激波, 尺度为 $0.2 \sim 1''$ ($90 \sim 470\text{AU}$), 间隔约 $5''$ (2400AU), 节点前面零点几角秒处存在 $H\alpha$ 纤维。HH 111 和 HH 47 喷流中, $H\alpha$ 纤维向 [S II] 辐射区外延伸, 并向后朝激发源扫去形成完整的弧形结构。HH 34 由一系列 $H\alpha$ 和 [S II] 节点组成, 节点间隔大约是 HH 111 中的一半。在离激发源 $15''$ ($7 \times 10^3\text{AU}$) 以外, 这些节点处的弓形激波可清晰分辨。HH 47 中节点无序, 节点的间隔难以确定。三个 HH 外流在连续喷流之外均有大而明晰的弓激波。这些弓激波的前导边由 $H\alpha$ 明亮的表面组成, 延展的 [S II] 明亮区域朝激发源位移。HH 34 和 HH 47 中大弓激波后几角秒 (\approx 几千 AU) 处可见反激波。

HH 111 和 HH 34 中的内工作面大多数具有弓激波形态, 并且横跨整个喷流, 这一特征要求喷流中有速度变化。在 HH 47 中很难见到弓形的 $H\alpha$ 纤维横跨整个喷流, 但 HH 47A 和 HH 47D 的明亮的弓激波显示了速度变化在喷流中的重要性。上述 3 个喷流都有角度变化的迹象。HH 34 喷流靠近激发源的部分 (离源 $2''$ (940AU) 以内) 的方位角与靠外部分的方位角相差 5° 。HH 111 中的一些特征 (例如 HH 111 内部工作面偏离喷流轴线, $H\alpha$ 纤维在内部工作面偏向的那一边较为明亮) 用角度变化可以得到很好的解释。HH 111 中那些近乎完整的弓激波 (节点 L 除外) 都不位于喷流轴线, 其位置从喷流轴线的这一边到那一边交替地变化。HH 47 中 $H\alpha$ 纤维与喷流方向变化相关。在这个喷流中, 离激发源较远的那些弓激波的顶点到源的连线的方位角有系统的变化。HH 47D 弓激波的动力学年龄约为 1200yr , 在此期间喷射角度向北移动大约 $10 \sim 15^\circ$ 。

由以上可见, 喷流 HH 34、HH 47、HH 111 的内部结构显示了时标为几十到几百年的小幅度的角度 (几度) 和速度 (大约 $20 \sim 40\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$) 变化。这些变化沿流动方向产生许多弓激波和弧形结构, 驱动低激发冷却层。在这 3 个喷流中我们没有发现湍动拖带 (turbulent entrainment) 起作用的证据。相反, 喷流边缘的气体主要被一系列弱激波扫积并向外拖带, 即产生瞬时拖带 (prompt entrainment)。

2.3 测量了喷流宽度随距离的变化

几年前地面观测发现, HH 喷流的角宽度 D 随着到激发源的距离的减小而减小, 角宽度 D 比角距离 (相对于源) L 减小得慢。若定义张角 $\theta = D/L$, 则 θ 随 L 减小而增大。Mundt 等人^[30] 的观测清楚地表明当 L 减小时 θ 增大很多, 例如, 在某些情况中, 第一个可测量节点相对于源的张角为 $20 \sim 30^\circ$ 。但是, 地面观测由于分辨率的限制不能在更靠近源的地方证实这一趋势。很明显, 确定源附近的喷流准直度对理解年轻星喷流如何传播具有重要意义, 同时也可以提供有关喷流形成的重要线索。

HH 30 是一个高准直的喷流, 它位于暗云 L1551 中, 距离地球 140pc , 其激发源是一红外源。HL Tau 喷流与 HH 30 喷流相距几十角秒, 其激发源为 VLA 1-HL Tau。Ray 等人^[31] 用哈勃望远镜对 HH 30 和 HL Tau 喷流进行了观测。与地面图像相比, 哈勃望远镜资料中细节之丰富令人惊讶 (图 5)。例如, 可分辨出 Mundt 等人^[32] 的地面图像中 HH 30 喷流的第一个节点 (节点 A, 去卷积后分辨成两个节点) 至少由 7 个小团块组成。喷流和反喷流与两个月牙状 (cusplike) 星云垂直。从图 5 可以看出喷流和反喷流之间差别较大, 例如, 反喷流中的 $H\alpha$ /[S II] 远大于喷流中的值, 在与源相同距离处, 反喷流的直径显得较大。从图 5 可以看出 HH 30 喷流在横向被分辨, 在靠近激发源 $0.25''$ (35AU) 处仍然可以测量喷流的宽度。喷流宽度满足: $W_j = W_0 + \sin(\alpha)L$, 其中 $W_0 = 0.23''$, $\alpha = 0.85^\circ$, L 为以角秒为单位的到激发源

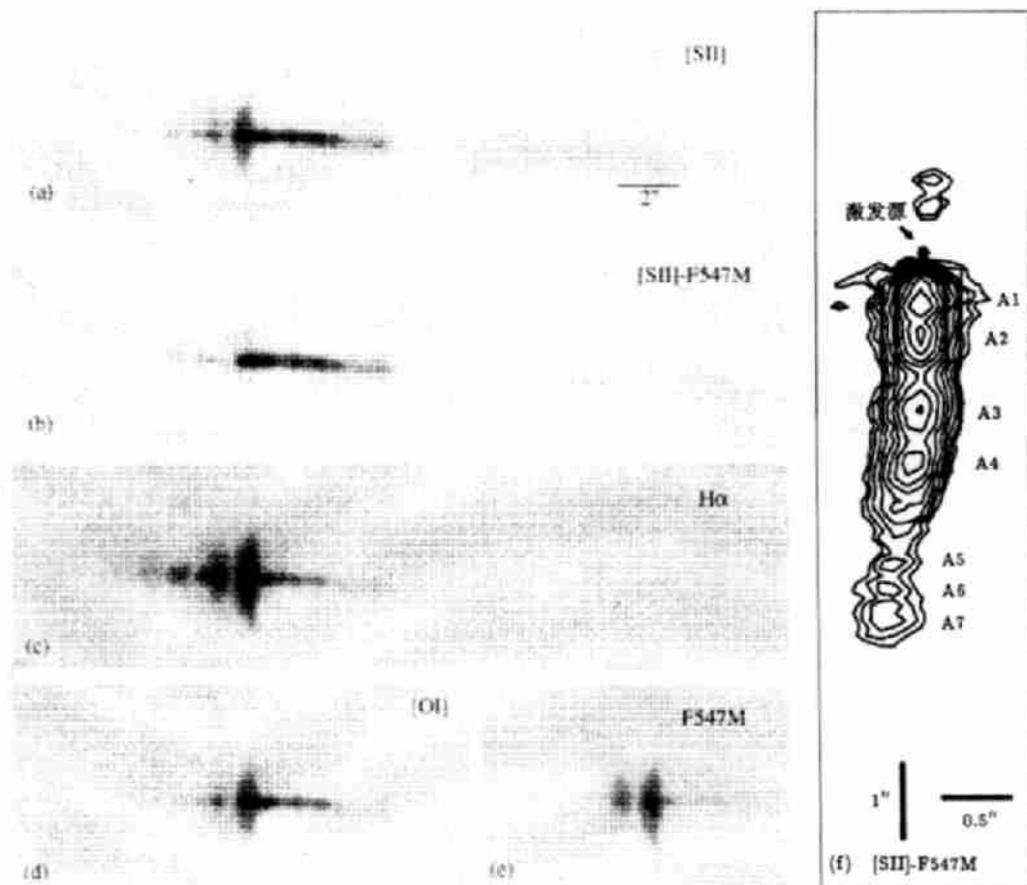


图 5 哈勃望远镜的 HH 30 喷流和反喷流图像^[31]
 右边是 HH 30 喷流的 [S II] 图像扣除连续谱后的等强度图

的距离。

Ray 等人^[31]还分析了 HH 34 的哈勃观测资料, 测量了喷流宽度随距离的变化(图 6)。从 [S II] 图像可以清楚地看到, HH 34 喷流靠外的节点 (*I* 和 *J*) 具有弓激波形状。这一点从喷流宽度随距离的变化图中也可以看出。在图 6 中, 节点 *I* 和 *J* 宽度的峰和谷分别与弓激波的尾和头相重合。值得注意的是, 在 [S II] 图像中 HH 34 喷流靠内的节点 (*E* ~ *I*) 表面上看与弓激波不相像, 但在宽度随距离的变化图中同样存在峰和谷的样图。

从喷流宽度的测量得出两个重要结果: (1) HH 30 和 HH 34 喷流在非常靠近源处其直径依然较大, 随距离的减小喷流宽度仅是缓慢减小, HH 30、HH 34 喷流直径 (FWHM) 逐渐接近 $0.2''$ (对于 HH 30 相当于 30AU, 对于 HH 34 相当于 90AU), HH 30 喷流的初始张角 $> 60^\circ$, HH 34 喷流的初始张角 $> 30^\circ$ 。这一结果支持下列模型: 年轻星喷流是初始准直性差的星风, 随后被逐渐准直成直径几十 AU 的圆柱^[33,34]。(2) 至于喷流中节点的起源, 至少在远离激发源的地方发现 HH 1 和 HH 34 喷流中的许多节点与内部弓激波相类似 (对于 HH

1, $\geq 5''$ (2400AU); 对于 HH 34, $\geq 10''$ (4700AU))。这与 2.2 节中所讨论的节点是外流的时间变化引起的内部工作面这一模型相一致。

喷流 HH 30 中的节点未显示明显的宽度—亮度的反相关, 形态上没有弓激波的迹象。假设产生内工作面的外流变化是周期性的, 利用 Hartigan 等人^[35]的稳恒平面激波模型和 Raga 和 Kofman^[36]的模型可以得出 [S II] 和 $H\alpha$ 的强度随距离的变化分别与 $L^{-1.1}$ 和 $L^{-3.8}$ 成比例。从哈勃望远镜观测中得到的结果是 $L^{-1.9}$ ([S II]) 和 $L^{-2.4}$ ($H\alpha$)。模型值和观测值之间不一致是由于模型中有许多简化还是暗示了 HH 30 喷流中的节点并非内工作面, 现在还无法断定。Bacciotti 等人^[37]提出, 年轻星喷流中的节点(至少是最靠近源的那些节点)起源于一系列的压缩, 而非真正的激波, 这一解释存在的问题是: 这些喷流的马赫数很高, 很难想象压缩产生如此大的亮度增强而不产生激波。克服这个困难的一个途径是强磁场的存在, 此时相应的马赫数不再是热马赫数, 而是磁声马赫数, 它比热马赫数小得多。HH 30 喷流中节点形成的另一个可能机制是外流中的密度涨落, 这一解释尚值得进一步研究。

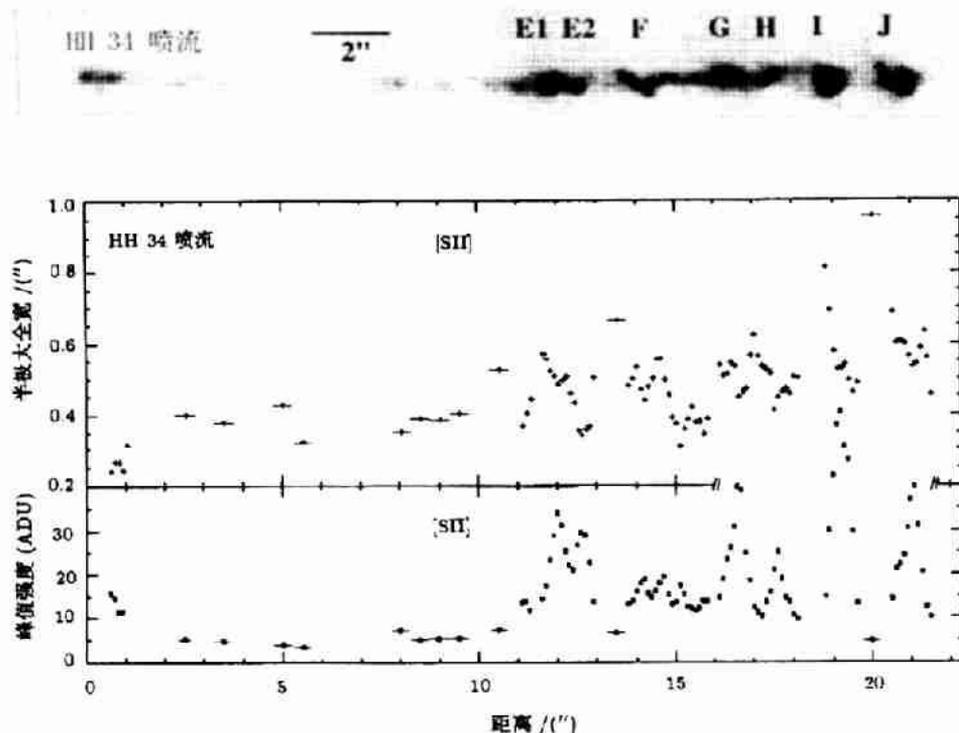


图 6 上: HH 34 喷流的哈勃望远镜 [S II] 图像;

下: 喷流宽度和峰值强度随到激发源的距离而变化^[31]

2.4 在短时间间隔内测量了 HH 外流的变化

XZ Tau 是一个年轻的双星系统, 它位于 Taurus 恒星形成区, 距离地球 140pc。地面观测资料探测到其中一颗是双极喷流的激发源^[38]。Krist 等人^[39]在 1995 年 1 月用 HST 的 WFPC2 对 XZ Tau 进行了观测, 发现了一个从 XZ Tau 向北偏东方向延伸的具有星云发射的气泡 (bubble), 其尺度为 $4.3'' \times 2.8''$ (600AU \times 390AU)(图 7)。1998 年 3 月 Krist 等人^[40]用

HST 的 WFPC2 再次进行了观测, 发现气泡已膨胀到 $5.0'' \times 3.1''$ ($700\text{AU} \times 430\text{AU}$), 这表明气泡纵向投影速度为 $145\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$, 气泡的动力学年龄约为 23yr , 横向速度约为 $30\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$. 气泡的位置角为 15° , 与 Mundt 等人^[38]发现的喷流的方向一致. 与 1995 年图像相比, 1998 年图像中气泡中央的节点变暗, 有的甚至消失, 而气泡的边缘相对于其它部分却增亮. 气泡边缘的增亮可以认为是气泡外有一个能够分辨的复合层. 计算表明, 厚度为 $0.2''$ (30AU), 直径为 $3.1''$ (430AU) 的均匀壳层其边缘亮度约是其它部分的 5 倍. 气泡的膨胀使周围介质聚集, 形成一个壳层并产生激波. 当壳层冷却到一定温度时 [S II] 发射开始产生, 边缘将因此而增亮. 若取周围介质密度为 200cm^{-3} , 则壳层冷却时标为 $10 \sim 100\text{yr}$ ^[41], 这与上面确定的气泡动力学年龄接近. 对于 XZ Tau, 可以说我们正目睹激波后冷却区的初始形成.

2.5 分辨出 HH 天体的激发结构

最早观测到的 HH 天体 (HH 1 和 2) 位于暗云 L1641 中, 距离地球 470pc , 其激发源为 HH 1/2 VLA1. HH 1 和 2 由于具有高亮度, 过去几十年一直是许多研究的焦点. HH 2 具有不规则的复杂结构, 既有高激发, 也有低激发, 长期以来是一个谜. Schwartz 等人^[42]利用 HST 以 $0.1''$ (47AU) 的分辨率确定了 HH 2 中的激发结构. 图 8 是 HH 2A 的 $\text{H}\alpha$ 、[S II]、[O III] 等强度图. 可见 A1 在 $\text{H}\alpha$ 和 [O III] 图像中分裂成 3 个节点, 但只有两个节点的空间位置近似重合. [S II] 中 A1 的弧状结构与低激发弓激波结构类似, 但 [O III] 的峰值不在弓激波的头部. [S II] 图像中的一些峰值在 $\text{H}\alpha$ 和 [O III] 中没有相应的峰值. 值得强调的是, $\text{H}\alpha$ 和 [O III] 图像中 A1 内部节点的典型直径为 $0.15''$ (70AU), 典型间隔 $0.2 \sim 0.4''$ ($90 \sim 190\text{AU}$). [S II] 中 A2 最亮的部分位于图像 $\text{H}\alpha$ 和 [O III] 中亮的节点之间. 在 [S II] 图像中从 A2 向西北方向延伸的一系列节点清楚可见. 在这些节点处, $\text{H}\alpha$ 发射弱, [O III] 的发射没有探测到. 毫无疑问, 这些节点是非常低激发的.

HH 2A 和 2H 中除 A1、H2 和 H8 可能具有弓激波特征外, 其它结构不能用通常的“受激波作用小云”或“星际子弹”模型解释. 在这些模型中激波头部 [OIII] 发射最强, 向两边减弱, 而观测资料中 H1 和 H5 的 [OIII] 发射偏离外流轴线.

在 $0.1''$ (47AU) 的水平上分辨了 HH 天体中的小结构对应用激波模型解释 HH 天体具有重要影响. 基于地面观测资料对 HH 2 的分析中, 通常假设发射均匀产生于大小为 $2 \sim 3''$

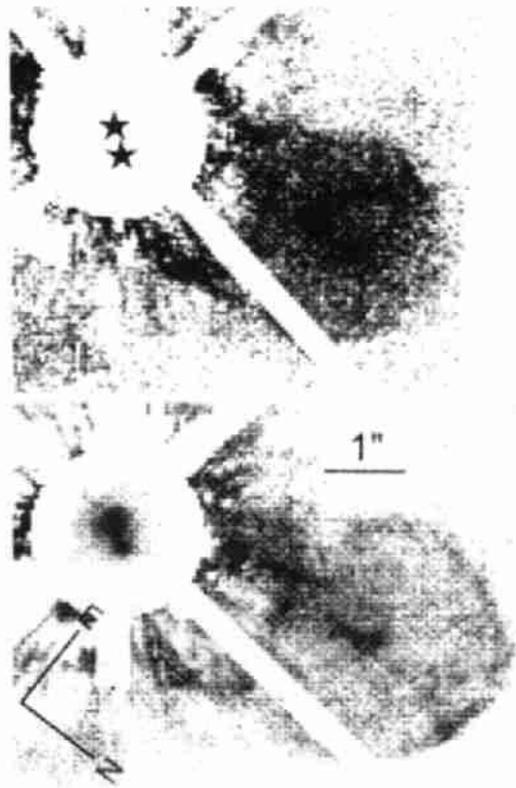


图 7 XZ Tau 在 1995 年 (上) 和 1998 年 (下) 的 R 波段图像^[40]

(940 ~ 1410AU) 的 A 和 H 中, 导出的填充因子 $\leq 1\%$ ^[43]。这导致了下列结论: 发射发生于表面激波, 云中仅一小部分气体被加热。高分辨率资料显示这两个复合体中相当多的发射集中在一些典型尺度为 $0.2 \sim 0.3''$ (90 ~ 140AU) 的区域中。因此, 某些结构 (例如 H1) 的填充因子可能接近于 1, 这暗示整个小云均被加热。原恒星喷流的流体动力学模拟^[26] 显示介于弓激波和马赫盘之间的冷却层中会产生动力学不稳定性和热不稳定性, 这些不稳定性会引起弓激波的碎裂, 产生复杂的结构。HH 2 中的复杂结构可能起源于弓激波的碎裂。

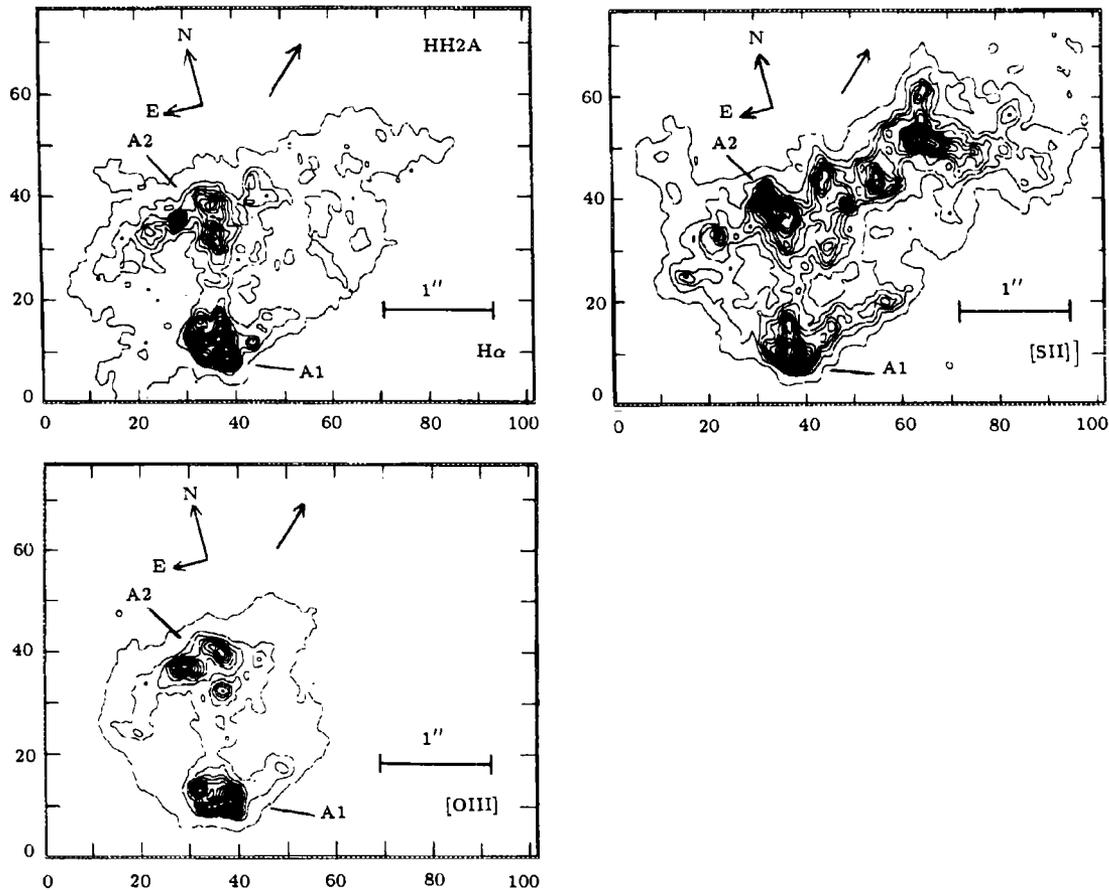


图 8 HH 2A 的 $H\alpha$ 、[S II]、和 [O III] 发射等强度图^[42]

3 总 结

(1) 哈勃望远镜观测分辨出 HH 天体激波中的弓激波、马赫盘和介于弓激波和马赫盘之间的冷却区。观测到的激波结构与 HH 天体激波模型所预言的一致。

(2) 哈勃望远镜观测分辨了喷流中的单个激波, 观测结果与喷流节点的内工作面模型一致, 喷流主要以瞬时拖带方式带动周围介质, 湍动拖带可能也起一定作用 (例如 HH 111 的 E 节点)。

(3) 喷流初始准直性差, 以后被渐进准直成直径几十 AU 的圆柱。

(4) HH 天体在小至 70AU 的尺度上尚有激发结构。

参 考 文 献

- 1 Herbig G H. *Ap. J.*, 1951, 113: 697
- 2 Haro G. *Ap. J.*, 1952, 115: 572
- 3 Haro G. *Ap. J.*, 1953, 117: 73
- 4 Ambartsumian V A. In: Herbig G H ed. *Non-Stable Stars*, IAU Symp. No.3, Dublin, 1955, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1957, 177
- 5 Strom K M, Strom S E, Grasdalen G L. *Ap. J.*, 1974, 187: 83
- 6 Schwartz R D. *Ap. J.*, 1978, 223:884
- 7 Schmidt G D, Miller J S. *Ap. J.*, 1979, 234: L191
- 8 Cudworth K M, Herbig G H. *A. J.*, 1979, 84:548
- 9 Herbig G H, Jones B F. *A. J.*, 1981, 86:1232
- 10 Dopita M A, Schwartz R D, Evans I. *Ap. J.*, 1982, 261: 183
- 11 Mundt R, Fried J W. *Ap. J.*, 1983, 274: L83
- 12 Bally J, Devine D. *Ap. J.*, 1994, 428: L65
- 13 Ogura K. *Ap. J.*, 1995, 450: L23
- 14 Reipurth B, Bally J, Devine D. *A. J.*, 1997, 114: 2708
- 15 Reipurth B, Raga A C, Heathcote S. *Ap. J.*, 1992, 392: 145
- 16 Heathcote S, Reipurth B. *A. J.*, 1992, 104: 2193
- 17 Ray T P, Buhrke T, Mundt R. In: Dupree A K, Lago M eds. *Formation and Evolution of Low Mass Stars*, Dordrecht: Kluwer, 1988, 281
- 18 Dopita M A. *Astron. Astrophys.*, 1978, 63: 237
- 19 Reipurth B. *Nature*, 1989, 340: 42
- 20 Buhrke T, Mundt R, Ray T P. *Astron. Astrophys.*, 1988, 200: 99
- 21 Eisloffel J, Mundt R. *Astron. Astrophys.*, 1992, 263: 292
- 22 Hartigan P, Morse J A, Raymond J. *Ap. J.*, 1994, 436: 125
- 23 Hartigan P, Edwards S, Ghandour L. *Ap. J.*, 1995, 452: 736
- 24 Reipurth B, Hartigan P, Heathcote S et al. *A. J.*, 1997, 114: 757
- 25 Hester J J. *Ap. J.*, 1987, 314: 187
- 26 Blondin J M, Fryxell B A, Konigl A. *Ap. J.*, 1990, 360: 370
- 27 Stone J M, Norman M L. *Ap. J.*, 1993, 413: 210
- 28 Heathcote S, Morse J, Hartigan P et al. *A. J.*, 1996, 112: 1141
- 29 Henney W J. *Rev. Mex. Astron. Astrophys.*, 1996, 32: 3
- 30 Mundt R, Ray T P, Raga A C. *Astron. Astrophys.*, 1991, 252: 740
- 31 Ray T P, Mundt R, Dyson J E et al. *Ap. J.*, 1996, 468: L103
- 32 Mundt R, Buhrke T, Solf J et al. *Astron. Astrophys.*, 1990, 232: 37
- 33 Fendt C, Camenzind M, Appl S. *Astron. Astrophys.*, 1995, 300: 791
- 34 Shu F, Najita J, Ostriker E et al. *Ap. J.*, 1995, 455: L155
- 35 Hartigan P, Raymond J, Hartman L. *Ap. J.*, 1987, 316: 323
- 36 Raga A C, Kofman L. *Ap. J.*, 1992, 386: 222
- 37 Bacciotti F, Chiuderi C, Oliva E. *Astron. Astrophys.*, 1995, 296: 185
- 38 Mundt R, Ray T P, Buhrke T et al. *Astron. Astrophys.*, 1990, 232: 37
- 39 Krist J E et al. *Ap. J.*, 1997, 481: 447
- 40 Krist J E. et al. *Ap. J.*, 1999, 515: L35
- 41 Morse J A, Heathcote S, Cecil G et al. *Ap. J.*, 1993, 410: 764
- 42 Schwartz R D, Cohen M, Jones B F et al. *A. J.* 1993, 106: 740
- 43 Brugel E W, Bohm K-H, Mannery E. *Ap. J. Suppl. Ser.*, 1981, 47: 177

Progress in Observational Studies with High Spatial Resolution on Herbig-Haro Objects

Wang Hongchi

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

Abstract

Herbig-Haro objects and jets contain a lot of information concerning the accretion and ejection processes of protostars. The observational results fostered from the unprecedentedly high spatial resolution of Hubble Space Telescope (HST) are briefly reviewed. Bow shocks and Mach disks within the working surfaces of HH objects are fully resolved for the first time. The bright [S II] knots on the working surfaces are found to be displaced from the bright H α arcs located at the leading edges of bow shocks and the distances between them are identified as the “cooling distances”, which in the HH 111V case is $\approx 0.5''$ (230AU). The structures of the internal working surfaces within the jet bodies are also resolved. The three extended HH jets observed by HST, HH 34, HH 46/47, and HH 111, all display evidences of variations in jet velocity and direction, which supports the scenario that the knots within HH jets are the internal working surfaces driven by the time-variable eruptions of the exciting sources. Measurements of jet width at distance as close as $0.25''$ (35AU) to the sources reveal that the opening angles of jets decrease as the distances to the sources increase, which puts a strong constraint on models of jet collimation and acceleration. With HST observations of XZ Tau in two epochs we are witnessing the initial formation of a cooling zone in the front of an extremely young bubble with a dynamic age of ≈ 23 yr. The discovery of complex excitation structures of a typical scale of $0.15''$ in HH 2A and 2H has important implications for the shock wave interpretation of HH objects.

Key words ISM: Herbig-Haro objects—ISM: jets and outflows—stars: formation