

# 原恒星和恒星形成

刘彩品

(中国科学院紫金山天文台)

在冬天的晴夜里,抬头望南天,很容易认出猎户星座中三颗并排着的星,如果仔细观察中间一颗星的南边,还可以看到一个模糊的发光体。在望远镜拍下的照片上,这个发光体象是一支展翅飞翔的蝴蝶,这就是有名的猎户星云。猎户星云不仅以它的漂亮的图象,也因在它的周围发现了与恒星形成有关的很多现象,从而吸引了天文学家们的注意。比如,在猎户星云周围看到了很多青白色的亮星,这是一些大质量的年轻星,猎户星云本身就是其中一些星辐射出的强紫外线使周围气体发生电离时的产物。在猎户星云旁有用肉眼看不到星的区域,叫暗星云区。这是尘埃和气体密集的区域。在这里用望远镜观测发现了很多暗的红星,它们具有变光、强发射线和物质抛射等特征,这种星通称金牛T型星(在金牛座的一颗叫金牛T星的光谱上第一次发现到这种特征,所以将凡具有此特征的星都叫金牛T型星),它们是一些质量较小,仍处于引力收缩态的年轻星。一般将猎户星云周围的年轻星较集中的区域叫做恒星形成区。在银河系,特别是在银河面上可以找到不少这种恒星形成区。七十年代以后,由于毫米波和红外技术在天文学上的应用,在上述恒星形成区都普遍观测到了分子云。从分子云与其他天体的关系来判断,认为分子云是形成恒星的母胚。比如,在猎户星云旁所发现的大小约100光年的分子云,其状态是低温(30—60K)和高密度( $10^3$ — $10^4$   $\text{cm}^{-3}$ ),它的内部的密度分布极不均匀,在密度较大的区域观测到不少红外源。这些红外源可能是周围被尘埃和气体包围的刚诞生不久的恒星,即原恒星。

在只有可见光的观测手段时,看到的是已形成的恒星。随着射电厘米波、毫米波和红外技术的采用,发现了具有各种不同密度和质量的星际云,了解到一些星际云内部的状态。人们的

注意力开始从已形成的恒星转移到恒星形成的过程和形成的瞬间。恒星形成的研究慢慢集中到星际云的演化和原恒星的探讨等问题上来。

## 一、星际云的演化

星际云的主要成分是氢。当星际云的状态是低密度(每立方厘米10个氢原子),温度是100K左右时,氢处于中性原子状态,星际云是原子云,用射电21cm观测手段观测到的HI(中性氢)云,即是这种状态的云。用毫米波波段的分子谱线手段观测到的,密度比HI云高,并透不过紫外线的云叫分子云,云中的氢处于分子状态。在分子云中,利用对应于不同激发能级的分子谱线可以观测到CO,  $\text{H}_2\text{CO}$ ,  $\text{NH}_3$ , CS和更复杂的分子。至今已发现了70多种分子。通过这些分子谱线的观测,发现了处于不同的物理状态的各式各样的星际云。

现在已观测到的星际云的种类很多,比如数密度的范围从1到 $10^7$   $\text{cm}^{-3}$ ,质量从0.1到 $10^6 M_\odot$  ( $M_\odot = 2 \times 10^{33}$ g,是太阳的质量)。将观测到的星际云按密度和质量分类于表1。

利用表1中的星际云的密度和质量数值,可作出如图1所示的密度-质量图(简称D-M图)。因星际云的演化实际上是密度从稀薄到稠密的质量变化过程,故利用D-M图可以讨论星际云的演化。为此我们在图1D-M图上添上几个理论模型的计算结果,以进行比较和讨论。对稀薄的星际云来说,等温球是一个较好的近似模型。

a群HI云位于温度为100K,表面压强 $P_s/k$ 为300—1000  $\text{Kcm}^{-3}$ 的平衡模型范围里,HI云处于压力平衡状态,HI云之间的碰撞时标是 $10^7$  yr,比HI云的年龄小1—2个数量级;意味着处于平衡态的HI云之间可能发生云与云的碰撞。如果碰撞的相对速度大于10 km/s,云和

表1 星际云的分类

分类	密度/cm <sup>3</sup>	质量/M <sub>⊙</sub>	观测手段	备注
a HI云	3-30	1-10	HI21cm 星际消光	T ≈ 10 <sup>2±0.1</sup> K
b 弥漫云	10 <sup>2</sup>	(1-3) × 10 <sup>5</sup>	星际吸收线(光学、紫外) 星际消光/OH18cm	
c 分子云	10 <sup>2</sup> -3 × 10 <sup>3</sup>	10 <sup>2</sup> -10 <sup>4</sup>	OH18cm CO2.6mm	T = 30-60K σ <sub>t</sub> * = 1-3km/s
d 巨分子云	10-10 <sup>3</sup>	10 <sup>4</sup> -10 <sup>6</sup>		T = 30-60K σ <sub>t</sub> = 2-5km/s
e 暗云(球状体)	10 <sup>3</sup> -10 <sup>5</sup>	1-10 <sup>2</sup>	CO, <sup>13</sup> CO	T = 10-30K σ <sub>t</sub> = 1-3km/s
f 分子云核	3 × 10 <sup>3</sup> -10 <sup>6</sup>	0.3-10	NH <sub>3</sub> , H <sub>2</sub> CO <sup>13</sup> CO, C <sup>18</sup> O, CS, NH <sub>2</sub> H <sub>2</sub> CO, HCN, HCO <sup>+</sup> 等	T = 10-30K

\* σ<sub>t</sub> 是湍流速度弥散。

云碰撞的结果可能弥散成为星际介质；碰撞速度小的话，碰撞后两云可能融为一体，成为大质量的HI云，即b群弥漫云。在图1中，弥漫云

子开始相变成为分子。当外层的密度增加，紫外辐射被屏蔽在云外时，温度降低，分子的解离度也下降，星际云中的分子丰度比将不断增加。原子云演化成为c群分子云。

c群分子云的温度是30-60K，总质量是10<sup>2</sup>-10<sup>4</sup>M<sub>⊙</sub>。如与温度为30K，分子量为2.37(H<sub>2</sub>分子)的等温球的模型比较，c群分子云的大部分都位于引力不稳定的临界质量之上，即处于引力不稳定态。但c群分子云是否处于引力不稳定态仍有争论，因从高分辨率的CO谱线的观测中发现c群分子云存在块状结构和1-2km/s的多普勒宽度。如假定此宽度是块状结构的随机运动的结果，则c群分子云中可能存在湍流场可能将牵制引力，使分子云趋于稳定或引力不稳定的临界状态。

d群分子云是c群分子云的复合体，总质量是10<sup>4</sup>-10<sup>6</sup>M<sub>⊙</sub>，超过温度为30K的等温球的引力不稳定临界质量约三个数量级，处于引力不稳定态，寿命是自由下落的时标 t<sub>f</sub>

$$t_f = (3\pi/32G\rho)^{1/2}, \quad (1)$$

约为 2 × 10<sup>6</sup>yr。式中的 ρ 是密度，G 是引力常数。但对银河系内的分子云的分布和恒星形成率的研究指出，分子云的寿命大于 10<sup>6</sup>yr，是较稳定的。使巨分子云趋于稳定的原因之一，可能也是因为存在 2-5 km/s 的湍流速度弥散的缘故。

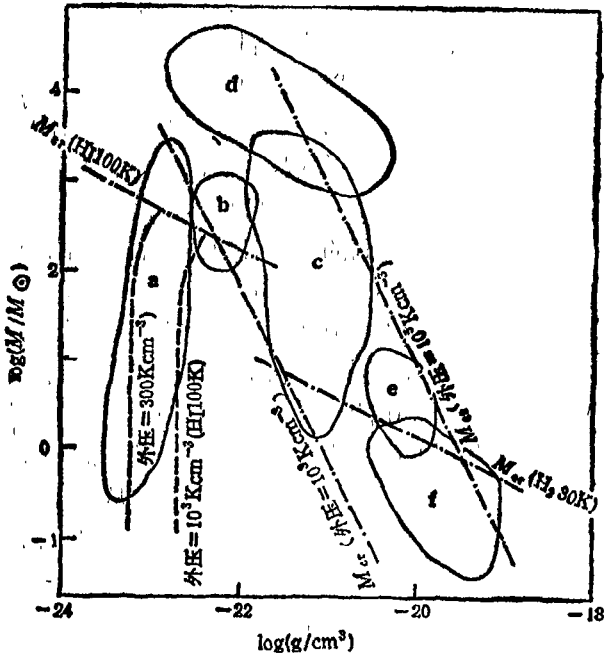


图1 星际云的密度-质量图

图中 a, b, c, d, e, f 对应于表1中的星际云，实线框起部分是星际云的分布范围，----表示等温球的平衡模型，·-·-是不稳定的临界质量 M<sub>cr</sub>

分布在用 100K 氢原子(HI)的等温球模型计算出的临界质量 M<sub>cr</sub>(100K, HI) 附近，其中处于引力不稳定态的 HI 云可能开始收缩，收缩的结果，中心的密度和外层的光学厚度都增大，原

## 二、分子云到原恒星

从 c 群分子云演化到 f, c 群的过程是分子云到原恒星的过程。这里先举猎户分子云为例说明星际云之间的结构关系。图 2(a) 是美国哥伦比亚大学的 1.2 m 毫米波望远镜观测到的 CO 分子云<sup>[1]</sup>。云的平均密度是  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ ，质量是  $10^3 M_{\odot}$ 。如利用更高的角分辨率观测图 1 的分子云（如日本名古屋大学 4 m 毫米波望远镜观测的结果），发现了分子云分成很多块状结构。角分辨率如再提高，比如用联邦德国波恩的 100 m 射电天线观测图 2(a) 中以 ■ 标出的部分（相当于光学上的猎户星云的位置）， $\text{NH}_3$  谱线的观测结果观测到了如图 2(b) 所示的块状结构， $\text{NH}_3$  云的密度均为  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ ，质量是  $10^2 M_{\odot}$ <sup>[2]</sup>。将图 2(b) 的框图部分放大为图 2(c)。图 2(c) 中有四个 CS 发射源<sup>[3]</sup>和几个红外源（IRS2, BN 点源和 KL 扩展源，红外源在图 2(c) 中是用 + 表示）。CS 发射源的密度是  $10^6 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ，质量是  $10 M_{\odot}$  左右，是恒星质量级的分子云。BN 点源和 KL 扩展源是将红外的观测手段应用到天文观测时发现的一些强红外天体，BN 点源和 KL 扩展源都是以发现者的名字命名，IRS2 是探测器的灵敏度提高后发现的一连串红外点源中的一个。这些红外源和 CS 发射源都被认为可能是原恒星的候选星。

图 2 中的阶层结构，包括了密度从  $10^3 \text{ cm}^{-3}$  到  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ ，质量从  $10^3 M_{\odot}$  到恒星质量级的分子云和原恒星，表明阶层结构的形成原因除由于收缩外，还存在碎裂机制的问题。碎裂的原因可能是由于热的不稳定性，也可能是由于引力不稳定性所引起；当星际云的温度突然下降、密度和压力的变化满足  $(dP/d\rho) < 0$  的条件时，将产生热不稳定性。热不稳定性会使星云中的有些部分的密度增加，有些部分的密度减少，最后发展到碎裂。引力不稳定性引起碎裂的过程则较复杂，孤立的星际云也如同均匀的介质中的金斯不稳定性一样，当密度涨落尺度大于金斯波长  $\lambda_J$

$$\lambda_J = \left( \frac{kT}{m} \cdot \frac{\pi}{G\rho} \right)^{1/2} \quad (2)$$

时，发生引力不稳定性，开始收缩。式中  $m$  是质量。收缩的结果，密度增高，(2) 式的  $\lambda_J$  减小，但这并不能产生碎裂。碎裂的条件是要求星际云的内部密度涨落的成长率需比整个星际云的收缩速度快些，而金斯不稳定性则是涨落的波长越大，成长得越快，这时的星际云将只能作整体收缩而不可能产生碎裂。

以上讨论的是球对称的理想模型，但一旦偏离对称结构，引力不稳定的收缩结果将促进偏离。比如，当星际云的转动能与热能相比大到不能忽视时，因沿自转轴的收缩速度较快，收

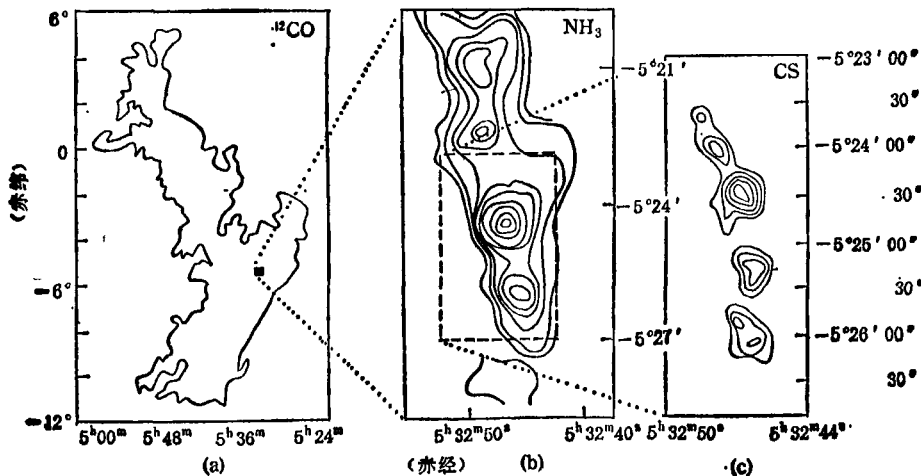


图 2 猎户分子云的阶层结构  
(横轴和纵轴分别是赤道坐标的赤经和赤纬)

缩结果成为板状(或圆柱形),如果存在磁场,则在收缩过程中沿磁场方向形成板状结构。板状结构比球状结构容易碎裂的理由可以从平均密度的角度来分析。假定有一个质量不变直径为 $\lambda$ 的均匀球,当涨落波长 $\lambda$ 小于平板厚度时,与上面提到的球对称结构一样,不可能碎裂。当 $\lambda$ 大于平板厚度时, $\lambda$ 越大平均密度越小,(1)式的 $t_1$ 变大,涨落成长速度变慢。在等温的板状结构中,涨落成长速度最快的波长为<sup>[4]</sup>

$$\lambda_{\text{最快}} \approx \pi \times (\text{板厚})。 \quad (3)$$

所以,只要星际云的大小比(3)式大就可能碎裂。总的来说,分子云中的块状结构、阶层结构和碎裂成为原恒星的具体过程还不清楚,但如图2所示的猎户星云的例子和其他恒星形成区(如金牛座暗星云)都呈复杂的细长结构,意味着有上述板状碎裂机制的可能性。

### 三、原恒星与周围气体的相互作用

五十年代在暗星云中发现的不规则形状的小星云(简称H-H天体),曾被认为是原恒星的候选星,直到七十年代末才被证实是金牛T型年轻星和原恒星放出的能量在周围气体中产生的激波现象<sup>[5]</sup>。八十年代后,对这种年轻星和原恒星与周围气体的相互作用的研究,进而发现了高速分子流,为研究原恒星和恒星形成开辟了一个新的方向。

1980年,美国德州大学的 Snell<sup>[6]</sup>用口径为5m的毫米波望远镜观测金牛座中的一个暗星云L1551,发现CO云以L1551中的一颗红外源IRS5为中心向东西两侧扩展,形成细长的CO云,而且以IRS5为界,两边的CO云的速度改变方向(见图3),形成双极流。引起Snell注意双极流的原因是在L1551的CO谱线上观测到谱线翼,视线速度达几十km/s,比通常的CO云的速度(1—2km/s)大得多。这种高速分子流很难用分子云的自转或引力收缩来说明,而分子气体的膨胀运动则是一个可能的机制。Snell将L1551的双极流解释为从原恒星IRS5朝两个方向喷射出的分子流。

到目前为止,报道的高速外流例子已近70

个<sup>[7]</sup>。红外源中观测到分子流的概率是80%,金牛T型星中观测到的概率是10—20%,说明分子流是在恒星形成后不久发生的现象,平均外流速度是20—30km/s,分子流的质量是0.1—100 $M_{\odot}$ ,质量抛射率是 $10^{-5}$ — $10^{-3}M_{\odot}/\text{yr}$ ,以此估计分子流的寿命约为 $10^4$ yr左右。这些统计结果说明分子流在恒星形成初期是一个普遍而短暂的现象。

分子流的形状不一,在此举一个研究得比较详细的L1551分子流例子,以说明其内部结构。图3是Snell发现的分子流,大小约 $3 \times 10^{13}$ km,CO发射线的红移和蓝移分子流以红外源IRS5(图中十号)为中心,分离得很清楚,形成双极流。分子流的速度场的各速度成分成抛物线壳状分布,流速小的靠近IRS5,越到外面流速越大,表明分子流中存在加速现象。在蓝移分子流中有HH天体——HH102, HH28和HH29。HH天体的自行方向在图中以细矢线表示,可以看出HH天体的运动方向与分子流是一致的。如果追溯其源可归结到IRS5,说明HH天体与分子流一样是IRS5与周围气体相互作用的结果。Kaifu等<sup>[8]</sup>用日本东京天文台的45m毫米波望远镜观测,发现在红外源附近垂直于分子流方向有一个大小约 $3 \times 10^2$ km的CS分子云,是一个密度为 $10^6 \text{cm}^{-3}$ 并以0.35km/s的速度自转的盘(图3中的CS盘)。在中心红外源附近还发现两种喷流(图3中的短粗线):一种是利用CCD红光拍照观测到的喷流,大小是 $3 \times 10^{11}$ km,喷流方向如图3所示,粗线是垂直于CS盘<sup>[9]</sup>;另一种喷流是用长基线干涉仪(VLA)观测到的电离气体的射电连续辐射,大小约为 $3 \times 10^{10}$ km,温度约1万度,速度为200km/s<sup>[10]</sup>,这个速度与在金牛T型星中观测到300km/s的物质外流速度很相似。

从年轻星的高速的物质抛射和在L1551中观测到的高速电离气体的喷流很容易推测分子流的形成的机制,即在引力收缩过程中的原恒星有一段时间可能以类似于恒星风的形式高速抛射出气体。球对称的恒星风由于原恒星周围的尘埃盘的阻挡只能向垂直于盘的方向发展,

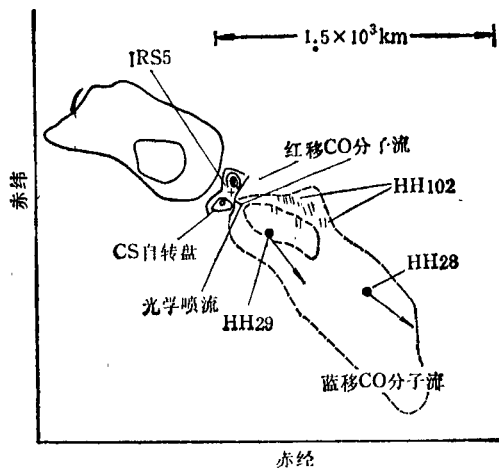


图3 暗星云 L1551 的分子流

因抛射出的气体的主要成分是电离气体, 这将会使周围的分子加速成为双极分子流<sup>[10]</sup>。这种恒星风理论认为, 恒星风可以解释小规模的光学喷流, 但分子流的质量损失率较光学喷流的 ( $\sim 10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$ ) 大两个数量级。很难设想一种加速机制可使喷流发展成为大两个数量级的分子流, 加之盘内的热气体的压力也并不足以限制住气体的外流使至成为双极流。

为此, Uchida 等<sup>[11]</sup>考虑了一个物质仍在向中心核吸积的自转吸积盘和垂直于此盘的磁力线, 自转的吸积盘不仅将磁力线拉向中心, 并扭转磁力线, 被扭转的磁力线由于本身的张力作用将向垂直于自转盘的上下方向扩展, 盘内的气体也随之沿着磁力线的上下方向加速成为分子流。Uchida 等的模拟计算结果所得到的速度场是抛物线壳状结构, 离分子流的中心越远, 速度越大。这个结果与观测结果很符合, 45 m 毫米波望远镜观测到整个 L1551 的分子流中各点的速度不同, 但将同一速度的点连起来, 发现都呈抛物线分布, 这时的抛物线中心在分子流的中心, 速度是离中心越远越大。此理论的关键假设是有一个垂直于盘的磁场, 但这至今还是观测中的一个难题。

原恒星和年轻星周围的分子流从已知的年轻星的演化理论来看是一件意料之外的发现, 但它对星际云的演化和原恒星等的研究是很重要的。比如, 在前面提到的分子云的稳定性问

题, 一个分子流在寿命  $10^4 \text{yr}$  间放出的能量约为  $10^{48} \text{erg}$  (分子流的大小和质量抛射率取本节开始时提到的值), 在分子云寿命的  $10^6 \text{yr}$  间, 如果在巨分子云中不断诞生原恒星, 则产生的分子流放出的能量达  $10^{51} - 10^{52} \text{erg}$ , 湍流的存在将趋使巨分子云保持稳定状态。这一能量在分子云中可能转变成湍流能量。分子流对原恒星的研究则更有直接的意义。分子流被认为是原恒星演化的一段时间内必然出现的现象, 分子流的存在意味着原恒星必需有一个盘, 磁流体力学模型要求有一个自转吸积盘、磁场, 小规模的光学喷流则要求原恒星有一高温色球等等。目前还无法观测到原恒星的情况下, 通过分子流研究来了解原恒星的状态和演化是一种重要途径。

#### 四、原恒星的研究

以上提到从星际云演化到原恒星, 也提到原恒星与周围气体的相互作用, 前者是有关恒星形成前的过程, 后者讨论了恒星形成后初期的一个现象。研究方向已越来越趋近于恒星形成的瞬间, 而“瞬间”的关键就是探测到“真正”的原恒星。

什么样的天体是“真正”的原恒星? 在上面几次提到过原恒星, 但并没有给原恒星下过定义。下面以一个理论模型为例来说明什么是原恒星<sup>[12]</sup>。对于一个恒星质量级的分子云核如赋于边界条件, 一旦开始坍缩, 在 (1) 式自由下落时间  $t_f$  里, 压力梯度很快将使星际云坍缩成中心核和包层。由于密度还很稀薄, 坍缩产生的热能都将逃逸掉。这种等温态一直保持到光学厚度大于 1 和对致冷辐射变成绝热时为止。中心核的温度开始升高, 压力也随着提高, 这时的原恒星的结构是存在一个流体静力学平衡态的核和物质下落的包层, 中心核不断吸积从包层落下的物质。可是因激波前沿开始出现在核和包层的界面上, 中心核的大小虽不再增大但还不断吸积从包层下落的物质, 所以中心核的质量越来越大, 密度也相应提高。包层则由于温度、密度等不同的物理条件组成如洋葱状的一层层的壳状结构, 外层是光学薄的等温层, 内部则是

光学厚的尘埃光球。当包层中的大部分气体都被吸积到核和包层对光学辐射变成透明时,原恒星就演化到金牛T型等可见光的年轻星。

以上举的是一个没有自转,没有磁场的球对称例子。从第三节中知道,原恒星很有可能存在自转盘和磁场。考虑和分析这些因素是今后的研究课题。但从上述简化的例子中可以看出,原恒星的基本性质是存在中心核和有物质下落的包层,所以要探测到真正的原恒星就要观测到物质的吸积或物质下落的现象。

那么在什么样的天体中去寻找这种现象呢?首先必需列出原恒星的候选星。从图4可以看出在 $100\mu\text{m}$ 波长附近能量极大<sup>[13]</sup>,这种能量分布如果联想到高温中心核和周围的尘埃气体的原恒星的性质是易于理解的,即中心核辐射出的能量被周围的尘埃吸收再辐射就出现如图4所示能量分布。这种能量分布是原恒星的特征之一。在对1982年发射的红外卫星(IRAS)的观测结果中,特别是在暗云中发现了很多类似于图4能量分布的红外源。这些源都是原恒星的候选星,在这些候选天体中观测物质下落的现象是今后探讨原恒星的主要研究课题。

探讨物质的吸积现象实际上是研究原恒星的速度场。从原理上看,物质的下落可能反映到谱线的形状上。对前面提到的原恒星,如图

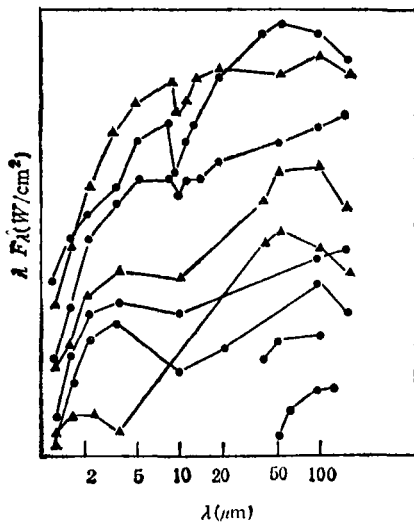


图4 HH天体和双极流的激发源的能量分布( $\lambda F_{\lambda}$ )  
(图中各源的 $\lambda F_{\lambda}$ 曲线适当移位)

2所示的猎户星云中的BN天体和L1551中的红外点源IRS5,曾利用基特峰天文台的高分辨率光谱系统(4m望远镜配上电荷耦合器件或傅里叶光谱仪),观测近红外区的几个分子( $^{12}\text{CO}$ ,  $^{13}\text{CO}$ ,  $\text{H}_2$ 等)和 $\text{Br}_{\alpha}$ ,  $\text{Br}_{\gamma}$ 谱线<sup>[14]</sup>。虽然发现IRS5的谱线特征非常类似于一颗早期的金牛T型星(FU-Qri)而BN天体则是中心核已开始核聚变的星,对这两颗星都未能观测到吸积现象,这两个例子证明高色散的分光手段探讨年轻星的气体运动是一种有效的手段。

但必需指出,原恒星的周围有一层很厚的尘埃和气体,柱密度达 $10^{17}\text{cm}^{-2}$ ,可见光和红外波段对它们都是不透明的,而原恒星在形成后很早的时期就可能有一个温度达1000K的中心核,高温核的辐射使其对毫米波段也不敏感,最重要的观测手段是远红外和亚毫米波。在这两个波段里有很多分子(如 $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{HCl}$ ,  $\text{CO}$ 等)的高能级跃迁谱线和原子(如 $\text{Cl}$ ,  $\text{CII}$ ,  $\text{OI}$ ,  $\text{OII}$ ,  $\text{NIII}$ 等)谱。这些谱线的高色散分光观测的资料将可提供了解原恒星速度场的线索。遗憾的是观测手段还没有十分发展,原恒星的研究还有待于新技术的开发和发展。

### 参 考 文 献

- [1] R. J. Maddalena et al., *Astrophys. J.*, **303**(1986), 375.
- [2] W. Batela et al., *Astron. Astrophys.*, **128**(1983), 279.
- [3] L. G. Mundy et al., Owens Valley Radio Observatory Caltech Astrophys., (1986), preprint No. 7.
- [4] R. Simon, *Ann d'Astronomy and Cosmogony*, **28**(1965), 40.
- [5] R. D. Schwartz, *Ann. Rev. of Astron. Astrophys.*, **21**(1983), 209.
- [6] R. J. Snell et al., *Astrophys. J.*, **239**(1980), L17.
- [7] C. J. Lada, *Ann. Rev. of Astron. Astrophys.*, **23**(1985), 267.
- [8] N. Kaifu et al., *Astron. Astrophys.*, **134**(1984), 7.
- [9] R. Mundt and J. W. Fried, *Astrophys. J.*, **274**(1983), L83.
- [10] M. Cohen et al., *Astrophys. J.*, **278**(1984), 671.
- [11] Y. Uchida and K. Schbata, *Publ. Astron. Soc Japan*, **37**(1985), 515.
- [12] H. Winkler and M. N. Newman, *Astrophys. J.*, **236**(1980), 201; *Astrophys. J.*, **238**(1980), 311.
- [13] M. Cohen et al., *Astrophys. J.*, **278**(1984), 671.
- [14] R. Mundt et al., preprint (1986), submitted to *Astrophys. J.*